THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES-PHYSIQUES

PAR

Philippe BRIANDET

1re THESE.- Production de paires $\bar{\Lambda}\Lambda$ dans les interactions $\bar{p}p$ à 2,44 GeV/c.

2e THESE.- PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

Applications récentes des détecteurs de particules à la médecine.

Soutenues le 23 Juin 1967 devant la Commission d'examen.

MM.	TEILLAC	*Président.*
	JACOB	*Examinateurs.*
	LAGUARRIGUE	
	LEPRINCE-RINGUET	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545816_0038

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES-PHYSIQUES

PAR

Philippe BRIANDET

1re THESE.- Production de paires $\bar{\Lambda}\Lambda$ dans les interactions $\bar{p}p$ à 2,44 GeV/c.

2e THESE.- PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

Applications récentes des détecteurs de particules à la médecine.

Soutenues le 23 Juin 1967 devant la Commission d'examen.

MM.	TEILLAC	*Président.*
	JACOB	*Examinateurs.*
	LAGUARRIGUE	
	LEPRINCE-RINGUET	

UNIV.
LEIDEN
DEL.

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen : ZAMANSKY

BRELOT	T	Analyse supérieure.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparée.
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés.
PREVOST	T	Chimie organique.
WYART	T	Minéralogie et cristallographie.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).
AUGER	T	Physique quantique et relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
N	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du globe.
Mlle COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
BOCQUET	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).
EPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (SPCN) et Sédimentologie (Orsay)
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).
LUCAS R.	T	Recherches physiques.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique enseignement.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
DRACH	T	Zoologie.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du globe.
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Géologie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie organique et structure.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay)
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théorie physique.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et cristallographie.
MATHIEU J.-P.	T	Physique optique.
COUTEAUX	T	Cytologie.
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des probabilités et phys. mathématique
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (technique aéronautique).
NORMANT	T	Synthèse organique.
BÉNARD	T	Chimie minérale.
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
LUCAS G.	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie Physique.
BERTHELOT	T	Physique des particules fondament. (Orsay)
BRICARD	T	Météorologie physique de l'atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD	T	Psychophysiologie.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale appliquée.
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN	T	Théorie chimique.
CHADEFAUD	T	Botanique.
Mlle LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et histologie comparée.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.G.P.).
PISOT	T	Technique mathématique de la Physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Géologie générale
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
Mme TONNELAT	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Electrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
LÉVY	T	Physique théo. des hautes énergies (Orsay).
Mme CHAIX	T	Chimie biologique.
Mme HUREL-PY	T	Biologie végétale (P.C.B.).
PANNETIER	T	Chimie générale.
BRUN	T	Mécanique théorique des fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique (Orsay).
Mme DUBREIL	T	Mathématiques (agrégation).
Mme LELONG	T	Mathématiques II (E.N.S.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
COTTE	T	Physique électricité.
DUBOIS J.-E.	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay).
OLMER	T	Energétique générale.
ROUAULT	T	Electricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie physique.
BROSSEL	T	Physique atomique.
BUSER	T	Physiologie comparée.
CAMUS	T	Physiologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay).
CASTAING	T	Physique II - Thermodynamique (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et cristallographie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
Mme Charniaux-Cotton	T	Evolution des êtres organisés.
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMANN	T	Chimie quantique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
TONNELAT	T	Biologie physico-chimique (Orsay).
VILLE	T	Econométrie.
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.).
DODE	T	Chimie (Orsay).
FREYMANN	T	Recherches physiques.
GUINOCHET	T	Biologie végétale (S.P.C.N.) (Orsay).
ROLLET	T	Chimie minérale.
Mlle JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT	T	Electronique (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique 1 (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques 1 (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay)
GERMAIN	T	Mécanique théorie des fluides.
GUILBERT		Physique (CSU Orléans).
HUPE	T	Pétrographie.
HOLLANDE	T	Biologie générale.
LIONS	T	Analyse numérique.
MAITTE	T	Chimie (P.C.B.)

FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).
JULIA M.	T	Etudes des moléculaires naturelles complex
LENDER	T	Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).
MAGAT	T	Physico-Chimie des radio-éléments.
Mlle QUINTIN	T	Electrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.
BENOIT	T	Physiologie animale (Orsay).
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
LEMEE	T	Ecologie végétale (Orsay).
GUERIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
CHATELET	T	Chimie (P.C.B.)
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.)
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).
BERTEIN	T	Electronique (Orsay).
BOUSSIERES	T	Radio-chimie
Mme COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique.
ELLENBERGER	T	Géologie des grandes régions du globe.
FRANC	T	Biologie animale (P.C.B.)
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).
STOLKOWSKI	T	Physiologie végétale.
ACHER	T	Chimie biologique (Orsay).
BAUDOIN	T	Biologie animale (P.C.B.)
BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.)
BLAMONT		Géophysique ionosphère.
BOURREAU	T	Botanique.
CURIE D.		Physique (M.G.P.)
DURAND-DELGA	T	Géologie.
FREON	T	Chimie organique (Orsay).
HELLER	T	Physiologie végétale.
TORTRAT	T	Calcul des probabilités.
CAILLEUX	T	Géologie (S.P.C.N.)
MAGNAN		Physique Electricité.
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
Mlle FOURCROY		Biologie végétale (S.P.C.N.)
Mme CHOQUET-BRUHAT		Mécanique analytique et Mécanique céleste
Mlle VEIL	T	Physiologie générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay).
BROCHARD	T	Physique (P.C.B.) (Orsay).
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Mathématiques 1 (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie physique et Géologie dynamique.
COMOLET		Mécanique des fluides.
CORABŒUF	T	Physiologie animale (Orsay).
DELLOUE	T	Physique de l'exosphère.
GORENFLOT		Botanique II (Orsay).
HOUILLON		Biologie animale (P.C.B.)
JULLIEN J.		Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
MALGRANGE	T	Technique math. de la Physique (Orsay).
OLIVIER		Antropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE	T	Physique (E.N.S.) (Orsay).
CHEVAUGEON	T	Botanique (Orsay).
KAHANE	T	Mathématiques (Orsay).
SAMUEL	T	Mathématiques (E.N.S. féminine).
KOURGANOFF	T	Astronomie (Orsay).
THIRY	T	Mécanique céleste.
ABELES		Physique (S.P.C.N.)
AMAT	T	Physique (P.C.B.)
AUBOIN	T	Géologie.
Mme BENOIT-GUEUTAL	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
BOUGIS		Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).
BRUHAT	T	Mathématiques (M.P.C.)
BRUNN	T	Géologie historique (Orsay).
CHABBAL	T	Physique (M.G.P.) (Orsay).
DEHEUVELS	T	Mathématique-Propédeutique
D'ESPAGNAT	T	Physique théorique (Orsay).
FURON	T	Géologie (S.P.C.N.)
Mme GANS	T	Génétique.
GENEVES		Biologie végétale (P.C.B.)
MEYER		Physique-Propédeutique.
NICOLAS		Géologie appliquée.
PANIGEL		Biologie générale.
RAVIER		Pétrographie.
ROSEAU	T	Mécanique théorique des fluides.
ROUBINE		Electronique.
SILBER	T	Chimie (P.C.B.)
UEBERSFELD	T	Electronique.
YVON	T	Théorie physique.
HERVÉ	T	Mathématiques.
NERON	T	Mathématiques (M.P.C.) (Orsay)
Mme NECKER-WIMEL	T	Astrophysique
BALKANSKY		Physique (M.P.C.)
LE CORRE	T	Electricité
DELCROIX	T	Physique théorique (Orsay)
GOURDIN		Phys. théorique des hautes énergies (Orsay)
LEHMANN	T	Phys. expérim. des hautes énergies (Orsay)
NATAF	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
ECHALIER		Biologie animale (P.C.B.)
BARRAUD		Physiologie cellulaire
LIORET	T	Physiologie végétale (Orsay).
DARS		Géologie struc. et Géologie appliquée
CAMEFORT	T	Botanique (agrégation)
VICHNIEWSKY	T	Mécanique industrielle
BLAQUIÈRE		Electronique (Orsay)
ARNOUS	T	Physique théorique (Orsay)
TATIBOUET		Chimie (CSU Orléans)
MALLIAVIN	T	Mathématiques Propédeutique (Orsay)
GAUDEMAR		Chimie Propédeutique
PEREZ Y JORBA		Phys. expér. des hautes énergies (Orsay)
DAVID	T	Chimie (agrégation) (Orsay)
BROUSSE	T	Mécanique théorique
ROSCH	T	Astronomie
GUY	T	Physique expérimentale.
LAZARD		Mathématiques (M.P.C.).
MOREL P.		Physique (M.P.C.).
ARSAC		Programmation.
LEFEBVRE		Chimie (M.P.C.).
CHAPEVILLE		Biochimie.
BENOIT		Physique (C.P.E.M.).
RIO		Chimie (C.P.E.M.).
JAUZEIN		Géologie (E.N.S.).
PRÉVOST G.		Biologie végétale (C.P.E.M.).
FAVARD		Biologie animale (C.P.E.M.)
VILKAS		Chimie (C.P.E.M.).
Mlle FICINI		Chimie (C.P.E.M.).
LEQUEUX		Astronomie.
COHEN TANNOUDJI		Physique (M.P.C.).
TAVERNIER		Physique (C.P.E.M.).
Mme ROIZEN		Physique (C.P.E.M.).
DURAND M.		Biologie animale (S.P.C.N.).
PASCAUD		Physiologie.
Mme PETIT		Biologie animale (C.P.E.M.).
BROUSSE		Géologie (Orsay).
CAGNAC		Physique agrégation (Orsay).
LEBERRE		Zoologie (Orsay).
SCHAEFFER		Microbiologie (Orsay).
DE GENNES		Physique des solides (Orsay).
RIOU		Physique nucléaire expérimentale (Orsay).
CLAUSER		Chimie biologique (Orsay).
CHEVALLIER		Physiologie animale (Orsay).
JANCOVICI		Physique atomique (Orsay).
FALK-VAIRANT		Physique nucléaire (Orsay).
FETIZON		Chimie propédeutique (Orsay).
CERF		Mathématique (Orsay).
LURCAT		Physique
RIGAUDY		Chimie (S.P.C.N.)
SIGWALT		Chimie (S.P.C.N.)
FOURNET		Electricité générale.
COLLONGUES		Chimie (C.P.E.M.).
DUBERT		Biochimie.
LAVOREL		Biologie physico chimique.
MOREL F.		Physiologie comparée.
TALBOT		Génétique chimique.
Mme NOUGADERE		Botanique.
FRANÇOIS		Zoologie.
IVANOFF		Océanographie physique.
CADIOT		Chimie organique.
BARUCH		Physique propédeutique.
NOZIERES		Physique générale.
BOK		Physique propédeutique.
SLONIMSKI		Génétique.

Le Secrétaire Général : **R. POULLAIN**

INTRODUCTION

Ce travail décrit un aspect des interactions $\bar{p}p$ à 2,44 GeV/c, figurant dans un lot de photographies prises dans la chambre à bulles à hydrogène de 2 m du CERN.

Les 160 000 photos utilisées dans cette étude contenaient environ deux millions de traces de particules incidentes, dont 89 % étaient des antiprotons, produisant environ 1600 paires d'hypérons - antihypérons neutres, parmi lesquelles 550 ont pu être vues et reconnues par la désintégration chargée du Λ et de l'$\bar{\Lambda}$.

La première partie de cette analyse rend compte de l'aspect technique des mesures, de la prise des photos au classement des événements mesurés, et insiste particulièrement sur la détermination de la pollution du faisceau, et sur le calcul des sections efficaces des différentes réactions, ainsi que de leurs erreurs. La contamination en π^- du faisceau est déduite à posteriori des résultats des mesures, par le nombre de paires Λ° K° observées. La contamination totale s'en déduit, en utilisant un comptage des traces à l'entrée et à la sortie d'une zone de référence. Le calcul des sections efficaces repose sur une estimation de la répartition des événements qui n'ont pu franchir toutes les étapes du processus de mesure.

La deuxième partie consiste en l'étude de la production, par l'analyse de la distribution angulaire et des polarisations et corrélations de spins. Les résultats de cette expérience sont comparés à ceux d'autres expériences à différentes énergies, et des renseignements intéressants sur

la variation des sections efficaces en sont tirés. Enfin, le dernier chapitre est consacré à l'interprétation des résultats par rapport aux prédictions de différentes théories.

CHAPITRE I

OBTENTION DES PHOTOS

Ce chapitre décrit les conditions de l'expérience, en ce qui concerne la qualité, l'intensité et la stabilité du faisceau.

Les photos utilisées pour cette expérience ont été prises au CERN dans la chambre de 2m, avec le faisceau 08, en deux séries de films : 18 films ont été obtenus du 26 - 9 au 28 - 9 1965, et 110 autres du 22 - 10 au 31 - 10 1965, fournissant environ 160 000 photos, contenant plus de 2 millions de traces.

DONNEES DU FAISCEAU

La cible utilisée pour l'alimentation du faisceau (cible n° 61) n'a pu être centrée sur l'axe, en raison de sa position par rapport à l'aimant du PS ; elle a dû être décalée horizontalement à 2 cm de l'axe, ce qui a tronqué l'acceptance horizontale. Il fallait donc s'attendre à ce que l'impulsion des antiprotons n'ait pas exactement la valeur calculée, ainsi que la dispersion, qui était augmentée.

Les valeurs admises sont $p = 2{,}5$ GeV/c, $\frac{\delta p}{p} = 0{,}015$, soit $\delta p \sim 35$ Mev/c.

La dernière lentille forme une image verticale située à 20 m environ en avant de la chambre, ce qui doit produire une divergence des traces primaires de l'ordre de 2mrd ; la dernière image horizontale est dans la région de la chambre.

Les courbes de séparation, relevées pendant les réglages et en cours d'expérience, font prévoir une contamination moyenne de 11 %, ± 2 %, avec peu de fluctuations au cours du temps : ± 4 %, pour une mesure portant sur 100 particules environ.

FAISCEAU OBTENU

La qualité du faisceau et le fonctionnement de la chambre ont été constamment surveillés en cours d'expérience. Certains films ont ainsi été éliminés en raison d'incidents divers survenus au cours de la prise de leurs photos :

- le film 15 est resté 15 heures sur la chambre, et a vu une chute de champ, une panne de flash, une coupure de l'aimant de compensation, et a donc été jugé douteux, et supprimé.
- les films 263, 266 et 291 ont été pris avec une valeur de champ magnétique réduite de 10 % ; ces films n'ont pas été utilisés.

Au dépouillement, les traces entrantes et sortantes ont été comptées toutes les dix photos, ainsi que les interactions à quatre branches et plus. Ceci a permis de vérifier a posteriori la stabilité du faisceau, c'est-à-dire, plus précisément, la constance de la contamination : en effet, le rapport $A = \frac{\text{Entrées - Sorties}}{\text{Entrées}}$ détermine la section efficace totale du faisceau, composé d'antiprotons, et de π^- et de μ^- parasites. Ce rapport A a été estimé pour chaque bobine de 750 photos, le film de 1500 photos étant coupé en deux lors du développement, pour permettre l'utilisation de bobines standard, qui deviennent alors la nouvelle unité indépendante utilisée tout au long de cette expérience. Le comptage

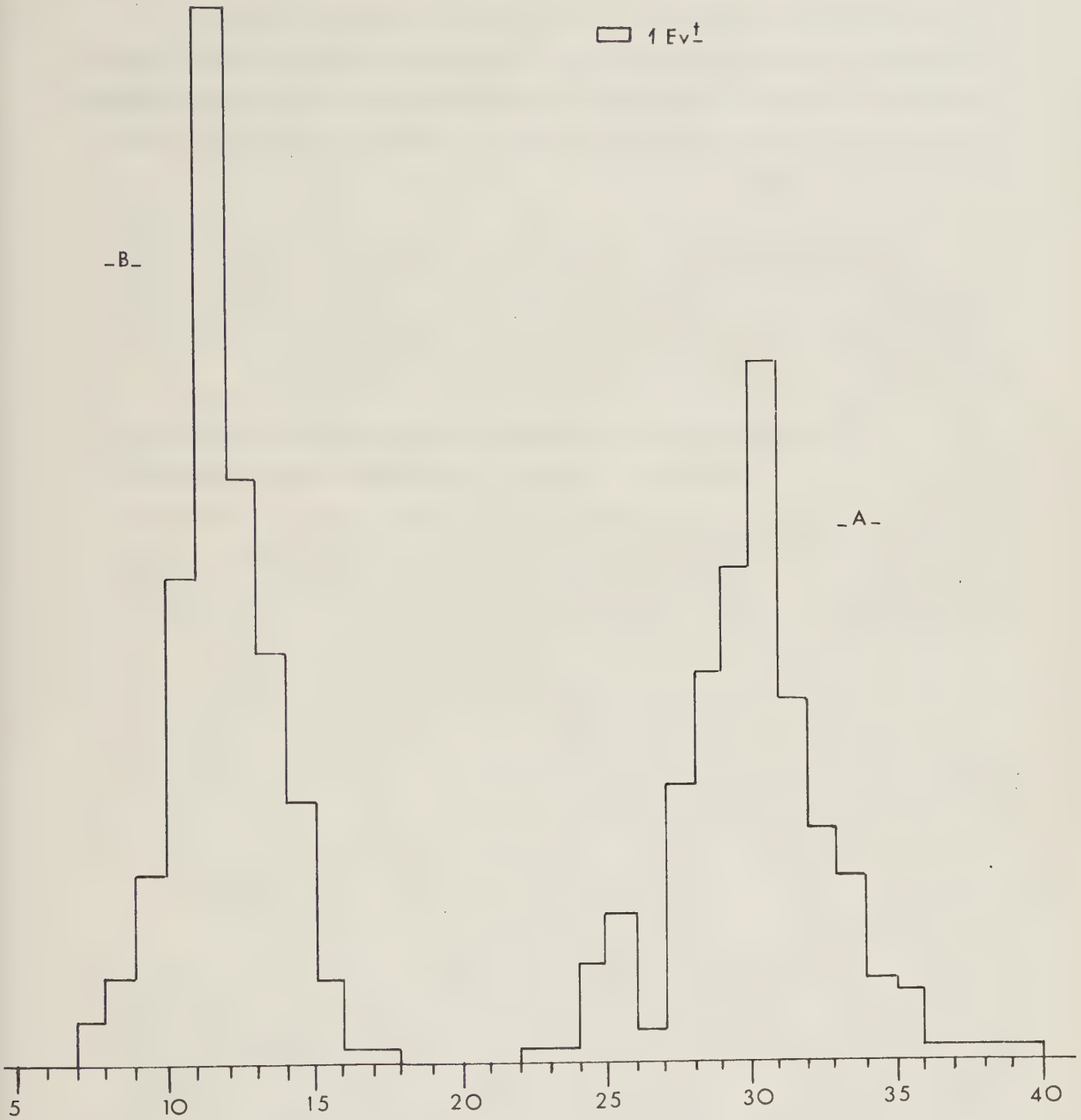


Fig : I . 1

étant effectué toutes les dix photos, et chacune contenant en moyenne 12 traces de particules incidentes traversant l'entrée de la zone de référence, c'est-à-dire le niveau du premier couple de croix de la glace avant, le nombre E vaut, en moyenne, 75 x 12 = 900.

La valeur moyenne de A, obtenue pour 220 bobines, est : A = 0,300 ± 0,002, avec une fluctuation par bobine de 0,026. L'histogramme correspondant (fig. 1) montre que la distribution obtenue est assez proche d'une gaussienne.

Si la composition moyenne du faisceau présente des variations d'une bobine à l'autre, entraînant une fluctuation x sur le rapport A, ce rapport étant soumis par ailleurs aux fluctuations du nombre d'interactions (E - S) suivant une loi de Poisson ($\sigma = \sqrt{(E - S) \text{ attendu}} = \sqrt{AE}$), la variance totale de A sera, pour chaque bobine de numéro i :

$$\sigma_i^2 = x^2 + \frac{AE_i}{E_i^2} = x^2 + \frac{A}{E_i}$$

et sa moyenne :

$$\langle \sigma^2 \rangle = (0,026)^2 = \langle x^2 + \frac{A}{E_i} \rangle \sim \langle x^2 \rangle + \frac{A}{\langle E_i \rangle}$$

D'où : $x^2 = (0,026)^2 - \frac{0,3}{900} = 0,00033$

x est donc de l'ordre de 0,018, c'est-à-dire que la fluctuation relative de la section efficace totale du faisceau est $\frac{0,018}{0,3} = 0,06$ par 75 photos observées. La stabilité du faisceau à l'égard de A peut donc être considérée comme très satisfaisante, puisqu'elle est meilleure que $\frac{0,06}{\sqrt{10}} = 0,02$ par bobine de 750 photos.

De même, le rapport B = $\frac{\text{Nombre de 4 branches et plus}}{\text{Traces entrées}}$ détermine la section efficace partielle du faisceau pour la production d'événements à grande multiplicité, et, la contribution des π^- étant très faible (de l'ordre de 5 mb pour 100 % de π^-) et celle des μ nulle, ce rapport B représente pratiquement la proportion d'antiprotons dans le faisceau. L'histogramme de B (fig.I-1) permet de constater encore une fois que la distribution est bien gaussienne et assez pointue, avec une moyenne égale à : 0,118 ± 0,001, et un écart-type de 0,015. Le même calcul que pour A montre que la fluctuation de la proportion d'antiprotons dans le faisceau est inférieure à 0,01 soit 8 % de B, pour 75 photos, c'est-à-dire $\frac{\delta B}{B} < 0{,}025$ par bobine de 750 photos.

Une autre vérification de la constante du faisceau consiste à examiner la distribution du nombre de traces entre deux événements de même type consécutifs. La figure I-2 représente, en histogramme logarithmique, cette distribution pour les événements du type 0-branche à deux V° vus dans la chambre (type 002), provenant des réactions $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}K$ ou $\bar{Y}Y$ et $\pi^- p \rightarrow \Lambda^\circ K^\circ$. La probabilité qu'un $\bar{p}$ incident produise une telle réaction est de l'ordre de $\frac{1}{1800}$, et il se trouve que la probabilité est presque exactement la même pour les π^-.

Si α_p et α_π sont les proportions d'antiprotons et de π^- dans le faisceau, la probabilité qu'une particule incidente produise une réaction du type 002 est donc :

$$P = \alpha_p e^{-\frac{N}{N_o}} + \alpha_\pi e^{-\frac{N}{N'_o}} \qquad \text{avec } N_o \sim N'_o \sim 1800$$

soit $P = (\alpha_p + \alpha_\pi) e^{-\frac{N}{N_o}}$ ou $P = \alpha_{p+\pi} e^{-\frac{N}{N_o}}$

Le comptage n_i attendu dans le canal i de l'his-

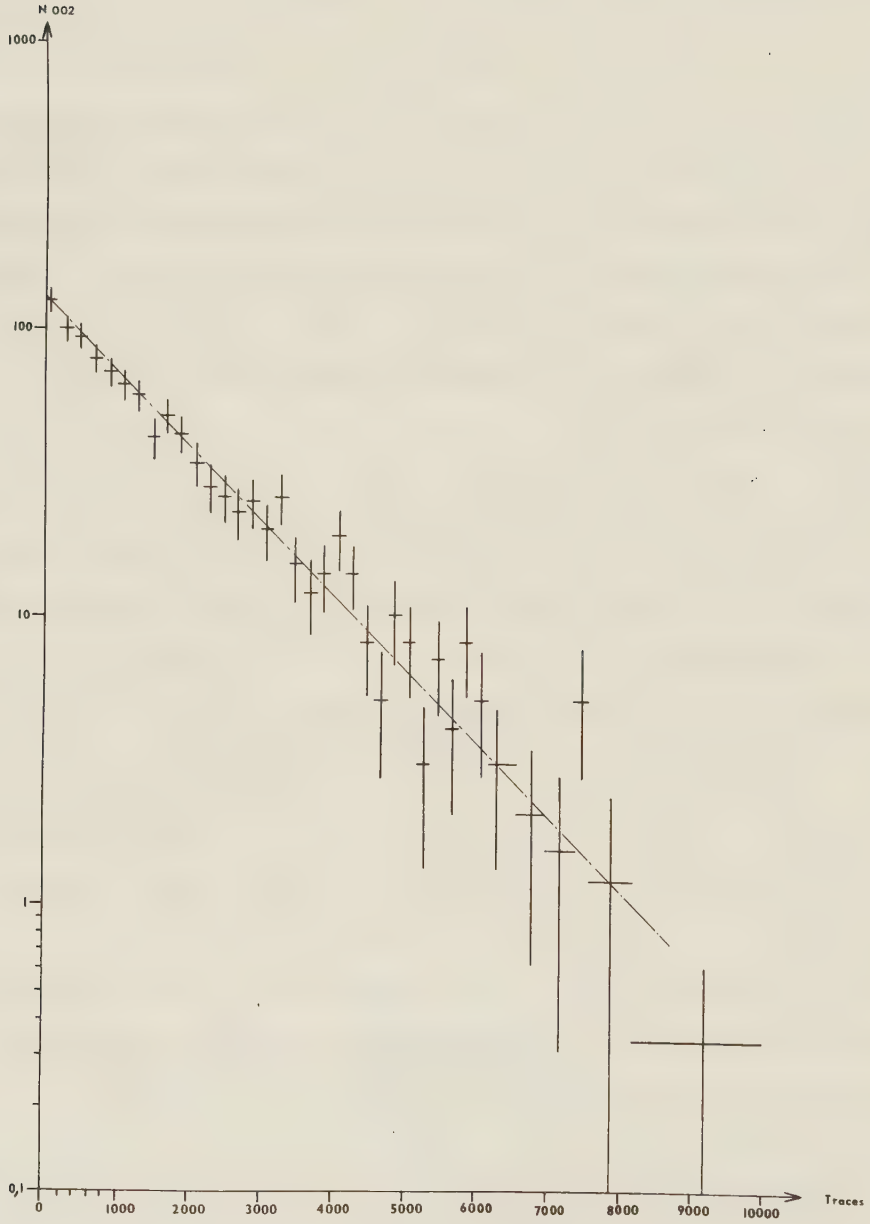

N 002
1000
100
10
1
0,1
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
8000
9000
10000
Traces

Fig I-2

togramme est égal à : $n_i = K x e^{-\frac{N_i}{N_o}}$, et sa variance

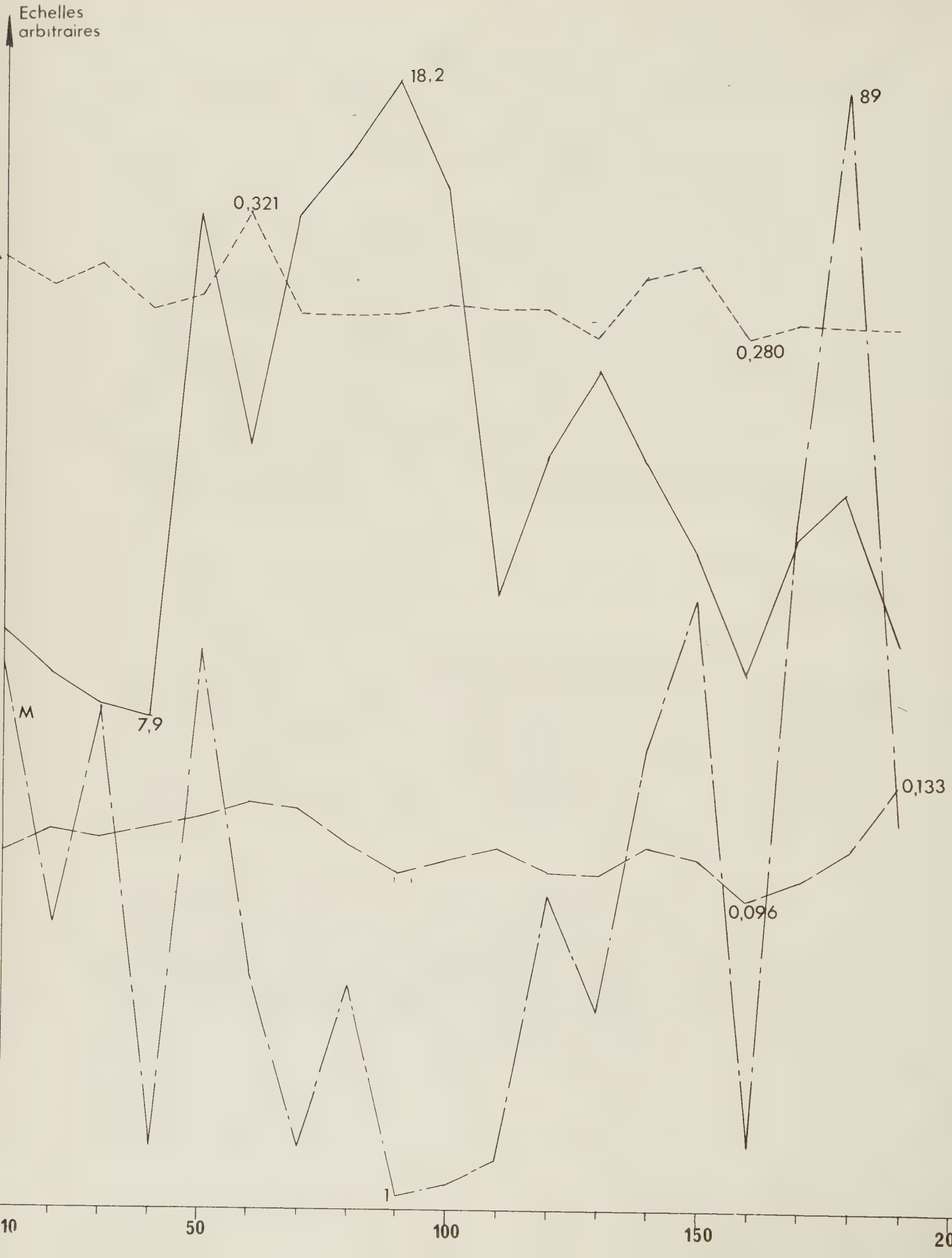
$$\sigma^2_{n_i} = n_i + \frac{n_i^2 \sigma_x^2}{x^2}$$

La distribution observée est bien ajustée par une droite de pente $N_o = 1720$, les écarts étant conformes à ceux que prévoit une loi de Poisson. Cela entraîne : $\frac{n_i^2 \sigma_x^2}{x^2} < n_i$ ou $\frac{\sigma_x}{x} < \frac{1}{\sqrt{n_i}}$, ce qui donne en moyenne, $\frac{\sigma_x}{x} < 0{,}13$ pour 2000 traces, soit 0,06 par bobine de 750 photos. Cette estimation est moins bonne que celle que fournit la fluctuation du rapport A, mais elle porte sur les événements mêmes qui font l'objet de cette étude, et assure ainsi, par la même occasion, que l'efficacité de leur recherche et de leur analyse est constante.

CONCLUSION

Les paramètres du faisceau ont été relevés au cours de la prise des photos, pour en surveiller le bon déroulement. Par ailleurs, leur stabilité a été vérifiée à posteriori par des méthodes simples d'estimation de sections efficaces. Il s'avère que les fluctuations des proportions d'antiprotons, de π^- et de μ au cours du temps ne dépassent pas 2 % par bobine de 750 photos.

La figure I-3 résume l'évolution de la prise de photos dans le temps, en présentant les moyennes, toutes les 10 bobines, du nombre de photos obtenues, du nombre de photos mauvaises, du nombre de particules incidentes au niveau des croix d'entrée, et des rapports A et B.


Echelles
arbitraires
18,2
89
0,321
0,280
M
7,9
0,133
0,096
1
10
50
100
150
200

CHAPITRE II

DEPOUILLEMENT

La première opération effectuée après l'obtention des photos a été la recherche des événements intéressants, ainsi que le comptage des traces nécessaires à l'étude statistique. Ces opérations sont décrites ici, et aboutissent à l'évaluation du nombre d'antiprotons incidents et des nombres d'interactions de chaque type.

PRINCIPE ET CRITERES

Le dépouillement de cette expérience consistait à noter tous les événements produisant au moins un V° ou un V chargé.

Avant toute chose, il fallait s'assurer que la trace primaire appartenait bien au faisceau : le critère retenu consistait à rejeter les primaires dont le défaut de parallélisme avec les autres traces entrantes était supérieur à 10mrd.

Certaines photos sont inexploitables en raison de la défectuosité de l'éclairage de la chambre, ou par suite d'un accident au développement du film. Les événements trouvés dans de telles photos ont été notés, mais classés "hors normalisation" en recevant un numéro d'événement égal à zéro.

Les V ont été recherchés dans tout le volume visible de la chambre, les V° d'angle nul (dont les deux branches sont

confondues sur 1 cm) étant éliminés s'ils étaient reconnus comme γ par le critère classique, le γ étant tout de même noté s'il participait à une réaction intéressante par ailleurs, et les V chargés étant triés par le critère $\frac{\text{flèche}}{\text{longueur}} < 0{,}01$, ce qui divisait par près de 50 le nombre de K pris dans les V±, pratiquement sans perdre de Σ .

L'efficacité globale du dépouillement s'est révélée assez mauvaise : 0,73 pour les 002 (0-branche + 2 V°), et 0,6 pour l'ensemble des événements, ce qui provient sans doute de la grandeur du volume visible. Pour permettre une bonne efficacité finale, il a été procédé à un deuxième dépouillement complet, indépendant du premier, ce qui a porté les efficacités globales respectivement à 0,92 et 0,8. En fait, les chiffres obtenus pour les 002 représentent une première évaluation brute de l'efficacité globale ; après l'analyse complète de ces événements, l'efficacité s'est avérée bien supérieure pour tous les événements reconnus comme bons, soit 0,8 pour un dépouillement et 0,96 pour les deux. Certains événements ont des configurations particulières qui les rendent à la fois difficiles à trouver, et difficiles à mesurer ; l'efficacité tombe, pour de tels événements, à 0,7 par dépouillement environ, soit 0,9 pour les deux dépouillements. Enfin, des groupes de traces ne formant pas en réalité des 002 ont parfois été notés par erreur par les opérateurs, et de tels choix étant parfaitement arbitraires, ils ne coïncident jamais d'un dépouillement à l'autre, ce qui fait baisser l'efficacité apparente. Il est probable que la situation est la même pour les événements des autres types.

Ces deux dépouillements ont duré 8 mois, ce qui correspond à un rendement d'une bobine de 750 photos par table de projection et par jour ouvrable de 18 heures.

Seules les vues 1 et 3 (haut et sortie) ont été montées sur les tables, toutes les opérations particulières étant effectuées à partir de la vue 3 (essai des critères, compte des traces, dessin de l'événement)

Position des caméras

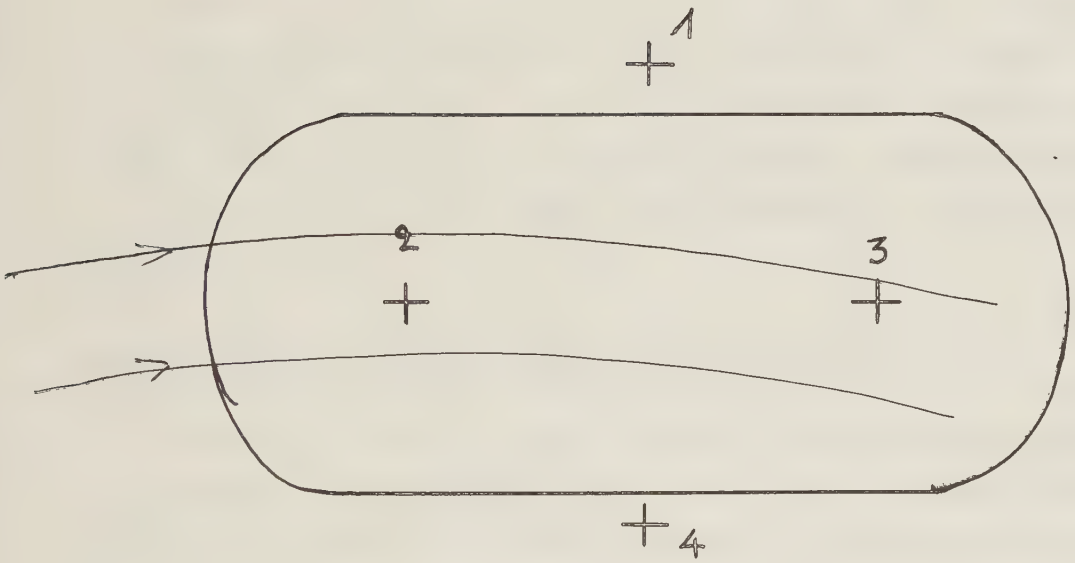


Fig. II.1

Chaque événement était noté au moyen d'une carte mécanographique contenant le numéro de l'expérience, de la photo, de l'événement, le type de l'événement, et un dessin sommaire permettant de repérer facilement l'événement en question à la mesure. Toutes les cartes de l'expérience ont ensuite été transcrites sur une bande magnétique, en passant par un programme de vérification.

Le principe de cette vérification consiste à comparer, après correction de toutes les erreurs triviales (erreurs de perforation, oubli d'un numéro, type aberrant, etc...), les résultats des deux dépouillements. Les événements sont alors classés en plusieurs catégories : ceux qui n'ont été trouvés que dans le premier, ou dans le deuxième dépouillement, ceux qui ont été trouvés dans les deux dépouillements et notés avec le même numéro, et ceux qui ont, dans les deux dépouillements, soit un numéro différent, soit un type différent. Cela revient à dire qu'un événement vu dans un dépouillement peut être vu, non vu ou mal vu dans l'autre. Le programme corrige les différences de numérotation entre les deux listes, et considère, lorsqu'il reste dans une même photo un événement dans chaque dépouillement, mais de type différent, qu'il y a une grande probabilité pour que les deux observations concernent le même événement sans pouvoir dire quel type est à retenir. Cette ambiguité est alors notée par un code, et les deux interprétations sont retenues.

A l'issue de ce traitement, les nombres bruts d'événements de chaque catégorie sont ceux qui figurent dans le tableau 1, le type étant représenté avec la convention habituelle : nombre de branches - nombre de V chargés - nombre de V°, les 000 étant des V° isolés, ne pointant sur aucune interaction.

TABLEAU 1

Type	Nombre
000	2668
001	2122
002	1204
201	7818
202	1157
401	3549
402	173

Ces nombres correspondent à la totalité des candidats de chaque type dans tout le lot de films reçus ; ils représentent la liste de tous les événements à envoyer à la mesure, et cette liste va diminuer à chaque nouvelle opération, au fur et à mesure du rejet des événements inexistants ou mal classés.

ESTIMATION DE LA CONTAMINATION DU FAISCEAU

Il est nécessaire, pour effectuer par la suite les calculs de sections efficaces, de bien connaître la contamination du faisceau. Elle est déduite ici de la section efficace apparente, et la proportion de π^- estimée par le nombre d'événements $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^\circ X^\circ$.

Dans les conditions de l'expérience, la chambre à bulles étant maintenue à une température de $26^{\circ K}$ et une pression de 5 bars, avec une détente de 3 bars donnant 15 bulles/cm au minimum d'ionisation, la densité de l'hydrogène au creux de la détente est :

$$\rho = 0{,}0625 \pm 0{,}0004 \text{ g/cm3}$$

ou bien, en prenant pour unité de masse celle du proton, et pour unité de surface le barn (10^{-24} cm^2),

$$\rho = 3{,}71 \pm 0{,}02 \text{ protons/mètre-barn.}$$

Le faisceau est un mélange d'antiprotons, de π^- et de μ^-, en proportions α_p, α_π, α_μ. La section efficace totale des antiprotons est estimée d'après les résultats d'une expérience de compteurs (201) soit :

$$\sigma_{2285 \text{ MeV/c}} = 83{,}76 \pm 0{,}43 \text{ mb}$$

$$\sigma_{2485 \text{ MeV/c}} = 78{,}04 \pm 0{,}52 \text{ mb}$$

l'impulsion moyenne du faisceau au centre de la chambre étant : $p = 2434 \pm 2$ MeV/c, ce qui donne, par interpolation :

$$\sigma_{2434} = 80 \pm 1 \text{ mb}$$

la section efficace des π^- se déduit de la même manière d'une autre mesure de compteurs (202) :

$$\sigma_{2{,}32 \text{ GeV/c}} = 34{,}01 \pm 0{,}37 \text{ mb}$$

$$\sigma_{2{,}52 \text{ GeV/c}} = 33{,}37 \pm 0{,}32 \text{ mb}$$

soit $$\sigma_{2{,}434} = 33{,}7 \pm 0{,}5 \text{ mb}$$

La proportion de traces qui interagissent, entre les croix d'entrée et les croix de sortie, est donc déterminée par la loi de la probabilité :

$$A = \left(1 - e^{-\frac{\ell}{\lambda_p}}\right) x_p + \left(1 - e^{-\frac{\ell}{\lambda_\pi}}\right) x_\pi$$

Ces traces ont été comptées à l'entrée de la chambre entre les deux premières croix de la glace avant, sur la vue 3 (sortie) ; elles ont aussi été comptées à la sortie, entre les deux dernières croix, et, comme il a été indiqué à propos du faisceau, le rapport $A = \frac{E - S}{E}$ vaut en moyenne 0,300 ± 0,002. La longueur parcourue dans la chambre par une trace comptée à l'entrée et à la sortie vaut, compte tenu de la courbure du faisceau, de l'angle de prise de vue, et de l'inclinaison des traces : 1,343 ± 0,010 m,

et $\frac{1}{\lambda_p} = \rho \sigma_p = 3.71 . 0,08 = 0,297 \pm 0,004$

$\frac{1}{\lambda_\pi} = \rho \sigma_\pi = 3.71 . 0,0337 = 0,125 \pm 0,002$

L'équation précédente donne une relation linéaire entre x_p et x_π :

$(0,328 \pm 0,005) x_p + (0,155 \pm 0,003) x_\pi - n = 0$

Il faut remarquer ici que la mesure de la proportion n est certainement entachée d'une erreur systématique, due au fait que les diffusions à angle faible ne sont pas vues par les opérateurs ; en fait, la section efficace totale des diffusions élastiques $\bar{p}p$ à 2,5 GeV/c est de l'ordre de 25 mb. D'après le théorème optique, la limite de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ quand l'angle tend vers 0 est :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = \frac{k^2 \sigma^2}{16 \pi^2} \quad \text{avec } k = \frac{P_i^*}{\hbar} \quad \text{où}$$

$$k^2 = \frac{P_i^{*2} c^2}{\hbar^2 c^2} = \frac{887^2}{4.10^{-22}} \text{ cm}^{-2} \sim 2000 \text{ barn}^{-1}$$

soit $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = 80$ mb/steradian; le pic exponentiel de $\frac{d\sigma}{dt}$ peut s'écrire :

$$\frac{d\sigma}{dt} = 320\ e^{12t} \qquad (203)$$

L'opérateur voit presque sûrement une diffusion qui fait reculer le proton de 0,5 cm, ce qui signifie que l'impulsion de celui-ci est voisine de 120 MeV/c ; d'autre part, il ne compte pas à la sortie une trace déviant de plus de 1 cm par mètre de la direction des autres traces, donc de $\frac{1}{100}$ rd, c'est-à-dire que le moment transverse est de l'ordre de 25 MeV/c. Compte tenu de toutes les erreurs possibles, le moment transverse maximum d'un antiproton ayant subi une diffusion non détectée est compris entre 25 et 120 MeV/c, ce qui correspond à un angle θ dans le centre de masse tel que

$\operatorname{tg}\theta \sim \frac{70 \pm 50}{900}$, soit $\theta < 0,13$, c'est-à-dire

$\delta\Omega = 2\pi(1-\cos\theta) \sim \pi\theta^2 < 0,05$, ou $-t < 0,0125$

La section efficace des événements ainsi perdus est donc

$$\sigma' < 80 \cdot 0,05 = 4\ mb$$

ou, plus précisément $\sigma' < \frac{320}{12}\left(1 - e^{-0,15}\right) = 3,7\ mb$

La correction à effectuer sur n est donc inférieure à $\frac{4}{80}$, soit 5 %. En fait, si la valeur moyenne est 2 %, il faut encore diviser cette erreur par deux pour tenir compte de ce qu'une trace oubliée à l'entrée comme à la sortie a moins de poids. Finalement, n a été augmenté de 1 %, soit $0,303 \pm 0,004$.

Pour déterminer x_p , il suffit maintenant de déterminer x_π. Dans tout ce qui suit, les événements considérés ont été triés de façon à appartenir à un lot homogène, et dont les paramètres statistiques sont bien connus. Ce lot correspond à l'entrée dans la zone de référence de $(1,719 \pm 0,013)10^6$ particules du faisceau, cette zone de référence étant délimitée par les niveaux des croix d'entrée et de sortie vues par la caméra 3.

L'analyse des résultats des mesures montrera que, dans ces conditions, le nombre d'interactions du type

$\pi^- p \rightarrow \Lambda\ K^\circ$ + neutres visibles par la désintégration chargée

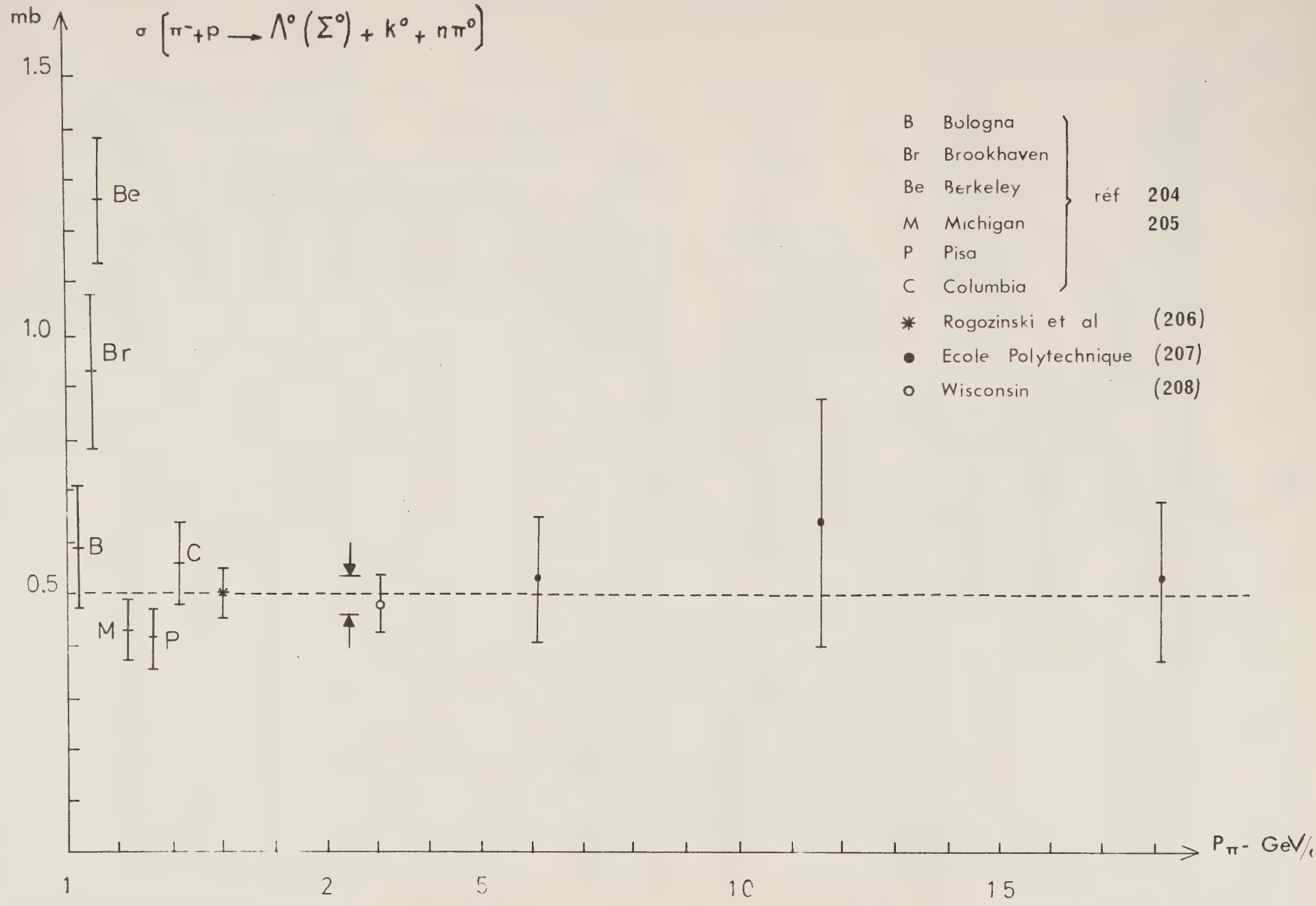

mb
σ [π⁻+p ⟶ Λ° (Σ°) + k° + nπ°]
1.5
1.0
0.5
Be
Br
B
C
M
P
B Bologna
Br Brookhaven
Be Berkeley
M Michigan
P Pisa
C Columbia
réf 204
205
Rogozinski et al (206)
Ecole Polytechnique (207)
Wisconsin (208)
1
2
5
10
15
Pπ- GeV/c

Fig : II.2

du Λ et du K_1° est égal à 54 ± 9. Compte tenu des probabilités de désintégration chargée du K° et du Λ , le nombre total de ces interactions est :

$$\frac{54 \pm 9}{0{,}664 \times \frac{0{,}693}{2}} = 234 \pm 39$$

La section efficace partielle de cette réaction a été estimée d'après les résultats de plusieurs expériences de chambres à bulles, portés sur la figure II - 2. La valeur la plus probable est :

$$\sigma_{\Lambda K} = 500 \pm 35 \mu b$$

Parmi les π^- incidents, la proportion de ceux qui interagissent dans la zone de référence est :

$$1 - e^{-\frac{\ell}{\lambda\pi}} = 1 - \exp(-1{,}343 \times 0{,}125) = 0{,}167 \pm 0{,}003$$

Parmi ceux-ci, la proportion d'interactions à ΛK est égale à :

$$\frac{\sigma_{\Lambda K}}{\sigma_{tot}} = \frac{0{,}5 \pm 0{,}035}{33{,}7 \pm 0{,}5} = 0{,}0148 \pm 0{,}0010$$

Par conséquent, 234 interactions correspondent à l'entrée dans la zone d'un nombre de π^- égal à :

$$n_\pi = (234 \pm 39) \times \frac{1}{0{,}0148 \pm 0{,}0010} \times \frac{1}{0{,}167 \pm 0{,}003} = 94800 \pm 17.000$$

la proportion de π^- dans le faisceau s'en déduit :

$$\alpha_\pi = \frac{94\,800 \pm 17\,000}{1719000 \pm 13\,000} = 0{,}055 \pm 0{,}010$$

et la relation entre α_p et α_π trouvée plus haut s'écrit :

$$(0,328 \pm 0,005)x_p + (0,155 \pm 0,003)(0,055 \pm 0,010) = 0,303 \pm 0,004$$

$$\text{ou } (0,328 \pm 0,005)x_p = 0,294 \pm 0,004$$

soit :

$$\underline{x_p = 0,896 \pm 0,015}$$

La pollution totale étant $0,104 \pm 0,015$, la proportion de μ se déduit de celle des π^- :

$$x_\mu = 0,104 \pm 0,015 - 0,055 \pm 0,010 = 0,049 \pm 0,017$$

Il faut noter que le chiffre trouvé pour la contamination totale : $0,104 \pm 0,015$ est en excellent accord avec celui qui fut déduit des courbes de séparation du faisceau, $0,11 \pm 0,02$.

Un autre fait intéressant est que la quantité $X = 0,328\, x_p$, qui représente le rapport du nombre d'interactions d'antiprotons au nombre total de toutes les traces entrées, est connue avec une très bonne précision et ne dépend pas de la valeur attribuée à la section efficace totale des antiprotons :

$$X = 0,294 \pm 0,004$$

Cette quantité permet de calculer les probabilités de toutes les réactions observées.

L'information contenue dans le paramètre B, qui a contribué à surveiller la stabilité du faisceau, permet de donner une estimation de la section efficace des événements à 4 branches et plus : parmi N traces entrées dans la zone de référence, 0,294 N sont des antiprotons qui interagissent, et N (0,055 x 0,155) = 0,008 N des π^- qui intera-

gissent. La section efficace des interactions $\pi^- p \to 4$ branches est voisine de 5 mb (à 2,7 GeV/c : 5,01 ± 0,12 mb([209])) c'est-à-dire qu'environ 1/7 des interactions de π^- sont de ce type, donnant 0,001.N événements. Le compte de ces événements est égal à (0,118 ± 0,001) N, dont (0,117 ± 0,001) N sont donc dus à des antiprotons, c'est-à-dire que $\frac{0,117 \pm 0,001}{0,294 \pm 0,004}$ des interactions d'antiprotons sont des événements à 4 branches et plus, d'où leur section efficace :

$$\sigma_{\geqslant 4 br.} = 80 \pm 1 \; \frac{0,117 \pm 0,001}{0,294 \pm 0,004} = 32,0 \pm 0,5 \text{ mb}$$

Un compte sommaire sur quelques films a donné 297 4 - branches, pour 54 6-branches, et aucun 8-branches, d'où se déduisent les sections efficaces partielles :

$$\sigma_{4 br.} = 27,1 \pm 1,6 \text{ mb}$$
$$\sigma_{6 br.} = 4,9 \pm 0,7 \text{ mb}$$
$$\sigma_{8 br.} \leqslant 0,09 \text{ mb}$$

En conclusion, l'examen du film a permis de dresser la liste de tous les événements pouvant appartenir à une classe de réactions recherchées. Toutes ces opérations ont été effectuées deux fois, de façon indépendante, ce qui a donné une très bonne efficacité d'observation. Le comptage des traces entrées et sorties relie la proportion d'antiprotons incidents à celle des π^- ; cette dernière étant mesurée par ailleurs, le rapport $\frac{\text{interactions de } \bar{p}}{\text{particules entrées}}$ est trouvé égal à : 0,294 ± 0,004, ce qui permettra de calculer les sections efficaces de toutes les réactions observées. En particulier, la section efficace des réactions à 4 branches et plus est 32,0 ± 0,5 mb.

La mesure des vies moyennes du Λ et de l'$\bar{\Lambda}$ permet, de plus, de vérifier l'absence d'erreur systématique du dépouillement.

VIES MOYENNES

La figure II.3 porte les distributions logarithmiques des quantités $\frac{\ell}{p}$, rapport de la longueur du parcours à l'impulsion, des $\bar{\Lambda}$ et Λ des réactions $\bar{p}p \to \bar{\Lambda}\Lambda$ seules, qui sont les mieux ajustées à l'apex. Les vies moyennes s'en déduisent par : $\tau = \frac{m}{c} < \frac{\ell}{p} >$

Ces histogrammes contiennent 267 événements, dont les moyennes donnent les vies :

$$\tau_{\bar{\Lambda}} = 2,44 \pm 0,15\ 10^{-10}\text{s} \qquad \tau_{\Lambda} = 2,55 \pm 0,15\ 10^{-10}\text{s}$$

Il y a des pertes de V° trop jeunes ($t < \frac{\tau}{20}$) et trop vieux ($t > 3\tau$) ; pour compenser ces pertes, il faut ajouter aux histogrammes un nombre estimé de V° perdus dans le premier canal, et dans les canaux vides :

pour l'$\bar{\Lambda}$ $N_1 = (29 - 16)$ $\qquad N_2 = 31\ e^{-\frac{19,6}{\tau}} \sim 2$

pour le Λ $N_1 = (29 - 13)$ $\qquad N_2 = 31\ e^{-\frac{21}{\tau}} \sim 2$

d'où : $(267 + 13 + 2)\,\tau'_{\bar{\Lambda}} = 267\,\tau_{\bar{\Lambda}} + 13\,\frac{\tau_{\bar{\Lambda}}}{20} + 2 \times (5 \pm 2)\,\tau_{\bar{\Lambda}}$

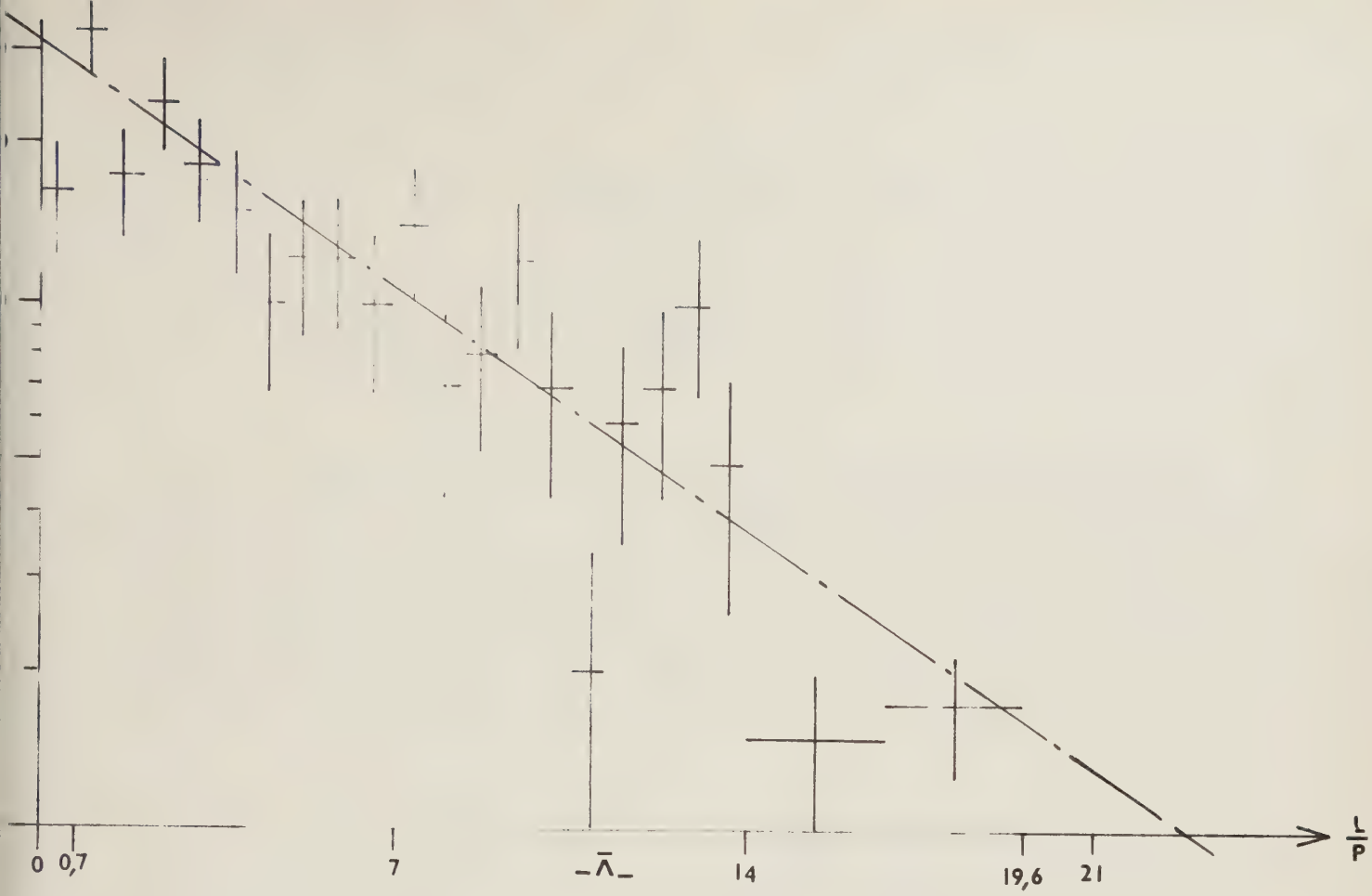
$(267 + 16 + 2)\,\tau_{\Lambda} = 267\,\tau_{\Lambda} + 16\,\frac{\tau_{\Lambda}}{20} + 2 \times (5 \pm 2)\,\tau_{\Lambda}$

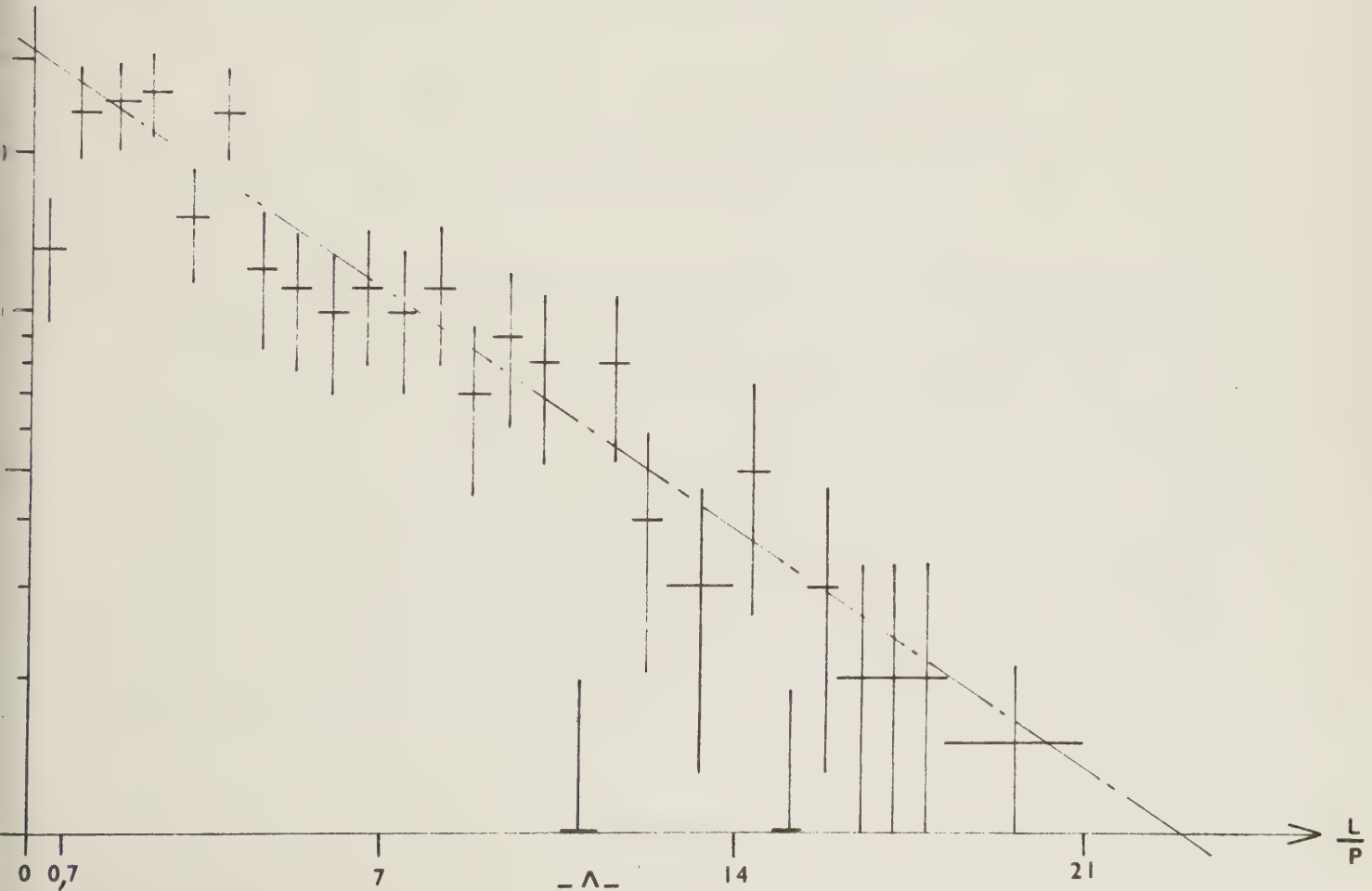
Ces corrections ne changent pratiquement pas les valeurs de , en raison de l'incertitude sur les numéros des canaux qui contiendront les événements qui manquent : la probabilité de les voir à t compris entre 3τ et 7τ est de 0,99 :

$$\tau_{\bar{\Lambda}} = 2,41 \pm 0,15\ 10^{-10}\text{s} \qquad \tau_{\Lambda} = 2,49 \pm 0,15\ 10^{-10}\text{s}$$

si $\tau_{\pi} = \tau_{\Lambda}$, il vient $\underline{\tau = (2,45 \pm 0,10)10^{-10}s}$
qui est en bon accord avec la valeur tabulée :

$$\tau = (2,51 \pm 0,04)10^{-10}s \quad (210)$$


0 0,7
7
$-\bar{\Lambda}-$
14
19,6
21
$\frac{L}{P}$


0 0,7
7
$-\Lambda-$
14
21
$\frac{L}{P}$

CHAPITRE III

MESURES

Le processus de mesure comprend l'ensemble des opérations effectuées sur les événements trouvés au dépouillement pour en extraire l'information quantitative. Les coordonnées des points définissant les diverses traces sont mesurées sur des projecteurs digitisés, et ces mesures sont traduites en variables cinématiques au moyen du programme de reconstruction géométrique.

Ces données sont alors analysées au moyen de critères dynamiques et toutes les quantités utiles de la réaction sont calculées dans toutes les hypothèses probables.

Les résultats de ces mesures permettront, par la suite, d'analyser les différentes réactions aummoyen de leurs paramètres cinématiques et dynamiques.

Les événements du type 002 ont été mesurés principalement sur deux IEP à trois vues, ce qui a nécessité, pour la mesure des quatre vues, deux passages de chaque film, l'un avec les vues 1 et 2, l'autre avec les vues 3 et 4 ; presque chaque film a, en outre, été remesuré pour les évènements 002 trouvés au deuxième dépouillement. Etant données la complexité et la durée de ces opérations, cette procédure n'a été utilisée que pour les 002, les évènements d'autres types n'étant mesurés que sur 3 vues, et, autant que possible, en une seule fois. La vue abandonnée est alors la vue n° 2 (entrée) qui semble peu utile.

LES MARQUES DE REFERENCE

Il a été mesuré 10 croix sur la glace avant, et 5 croix croix sur la glace arrière, chaque mesure étant répétée 5 fois, sur les 4 vues de 3 photos prises au début, au milieu, et à la fin d'un même film.

UTILISATION DU PROGRAMME PYTHON

Ce programme (301) a été utilisé dans un premier essai, pour déterminer les titres à entrer dans le programmme de reconstruction géométrique THRESH, à partir des mesures optiques de la chambre, et des mesures de croix faites au IEP.

Un premier lot d'événements a alors été envoyé dans la chaîne PYTHON - THRESH - GRIND, et les résultats des ajustements du programme de cinématique ont été examinés pour vérifier le bon fonctionnement de l'ensemble du processus de mesure.

Il est apparu, dans la distribution des masses manquantes au Λ et à l'$\bar{\Lambda}$ des événements reconnus comme $\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda} + \Lambda$, un décalage significatif vers les masses élevées, le point moyen étant décalé de plusieurs dizaines de MeV/c^2, et plus en $\mu_{\bar{\Lambda}}$ qu'en μ_{Λ} .

Ce décalage systématique était d'autant plus important que la trace mesurée était courte, suivant une loi approximativement en $\frac{1}{P^2}$. Cette erreur paraissant mettre en cause la géométrie, les titres TRESH ont été alors révisés.

La procédure suivie a consisté à relever la distribution des erreurs internes sur Z de THRESH, avec différents titres, et en utilisant 3 ou 4 vues, pour une vingtaine d'é-

vénements. La distribution initiale des erreurs dz apparaît sur la figure III - 1.

Les premières données mises en cause furent celles du bloc CORREC donné par PYTHON, qui faisaient intervenir des corrections de plusieurs pour cent sur les coordonnées. Ce bloc CORREC contient les termes de la matrice d'une transformation de la forme :

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \left[1 + \alpha_1 x + \alpha_2 y + \alpha_3 xy + \alpha_4 x^2 + \alpha_5 y^2 + \alpha_6 (x^2+y^2)^2 \right] \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$$

Cette matrice est calculée par le sous-programme DISTIP qui fait un ajustement par moindres carrés afin de trouver les coefficients de la transformation non linéaire qui corrige le film physique quant à la distorsion et à l'inclination du film, pour le rapprocher du film idéal, obtenu par une projection cônique du plan de référence de la chambre sur le plan du film idéal.

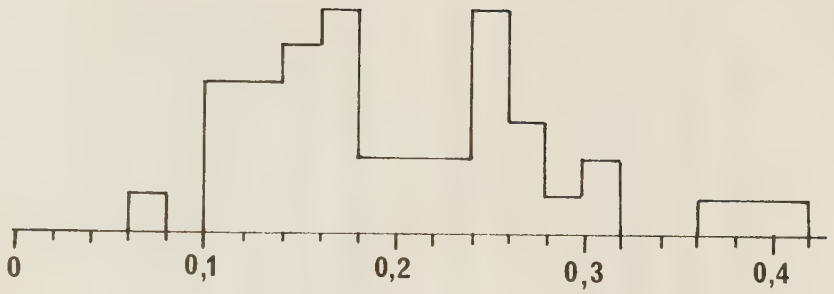
L'entrée de ce bloc CORREC dans THRESH étant facultative, il a d'abord été supprimé, et les positions des caméras ont été réajustées, (figure III-1), et la comparaison des histogrammes de dz avec et sans CORREC montre une nette amélioration, surtout avec 3 vues. Les corrections calculées par le programme PYTHON ayant ainsi été mises en doute, l'étape suivante a consisté à remplacer l'option REFER par l'option REALFM.

Le sous-programme REFER, de PYTHON, calcule les coordonnées des marques de référence dans les systèmes de chaque vue, mais avec une échelle différente sur chaque film, telle que la nouvelle distance film-objectif soit égale à la distance géométrique entre l'objectif et le plan de référence de la chambre (face arrière de la glace avant).

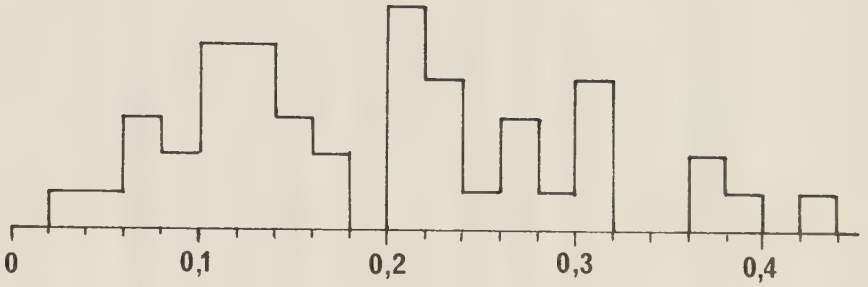
REFER + CORREC

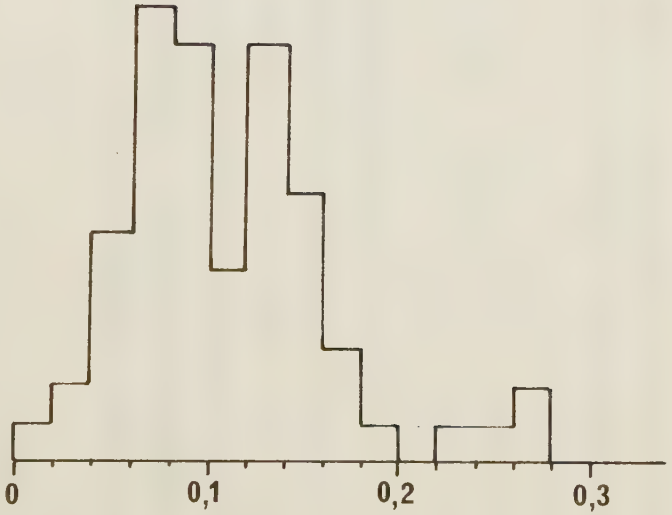
1Ev.

REFER sans CORREC



4 Vues





3 Vues

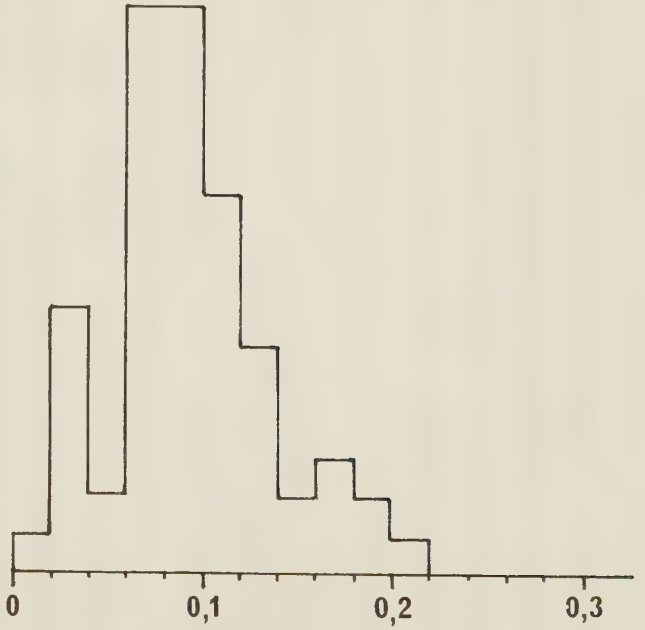
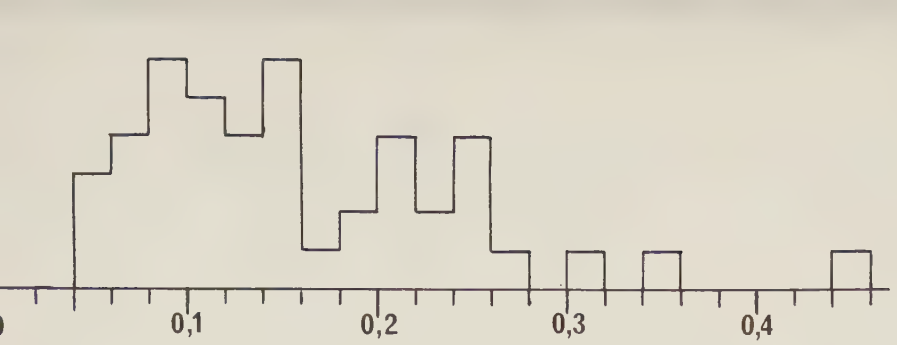
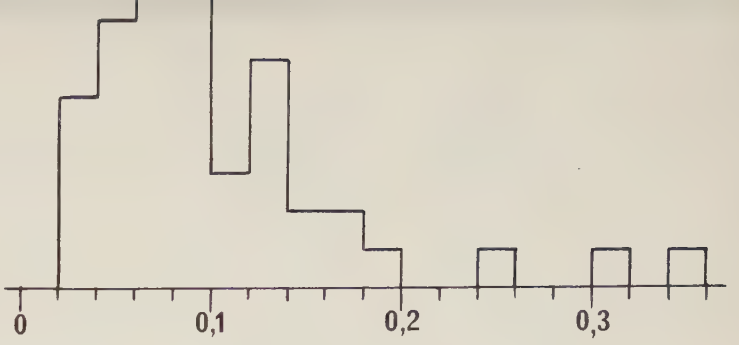


Fig : III.1



4 Vues



3 Vues

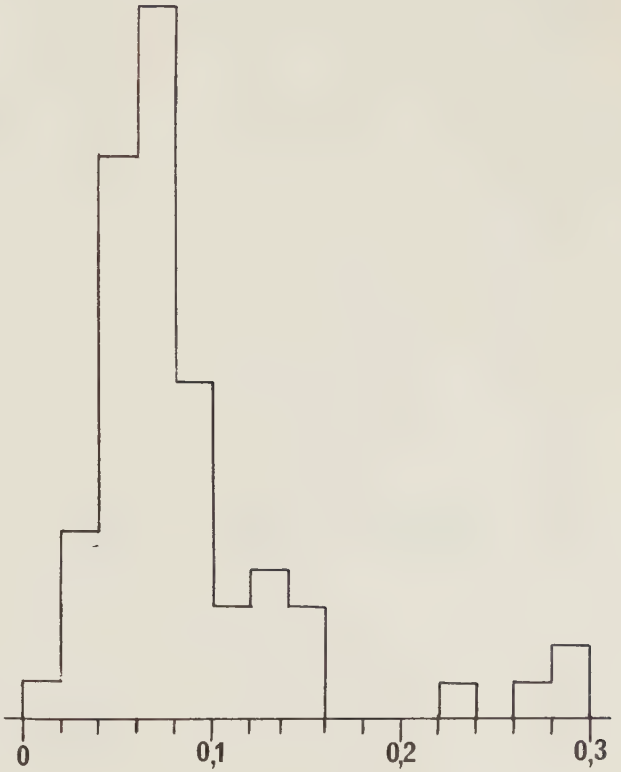
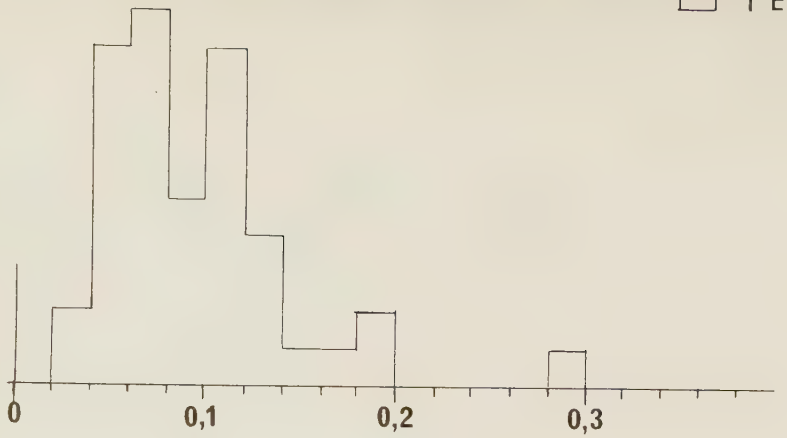
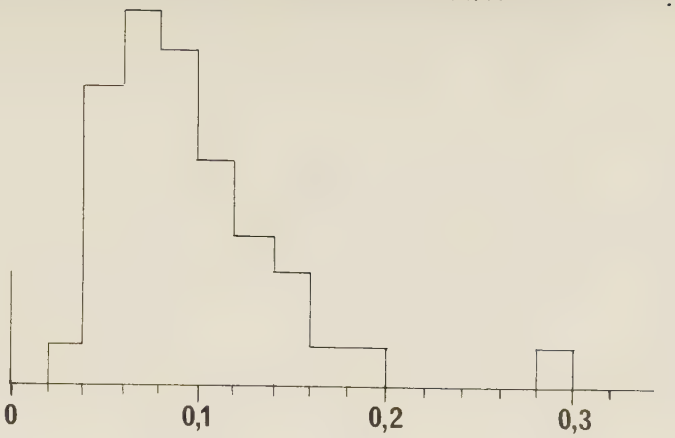
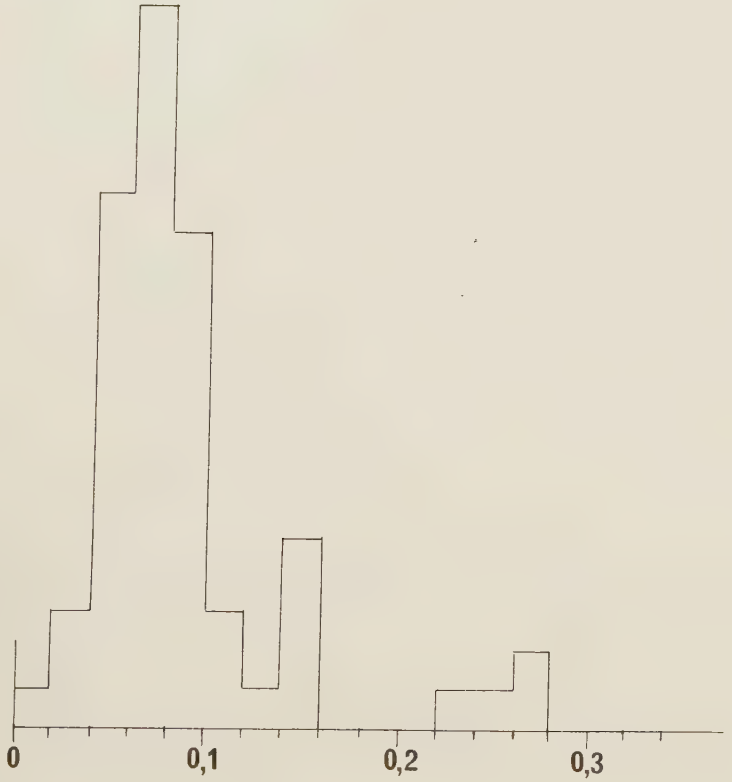


Fig : III.2



4 Vues





3 Vues

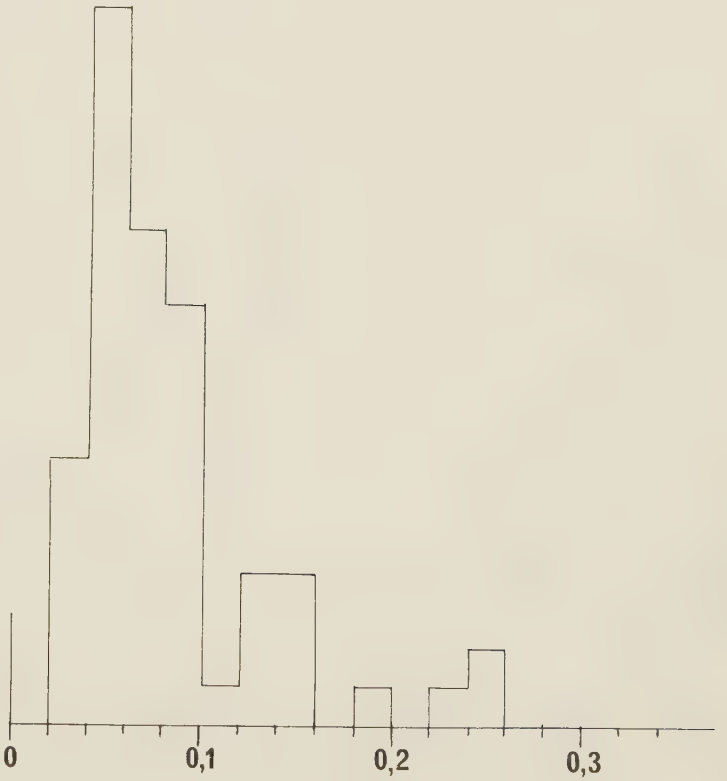


Fig : III_3

L'option REALFM du THRESH permet de rentrer, à la place du bloc REFER, le bloc REALFM qui contient les coordonnées dans le système XYZ de la chambre.

PYTHON ayant alors été utilisé sans REFER, et les titres obtenus entrés dans THRESH et REALFM, en utilisant successivement 3 et 4 caméras, les erreurs internes de THRESH ont encore été réduites, comme cela apparaît sur les histogrammes de la figure III-2.

L'utilisation de PYTHON étant alors de moins en moins justifiée, les titres ont été calculés directement à partir des données géométriques de la chambre (mesure de la plaque des caméras, et mesure de la projection des croix sur le plan de référence faite au début de l'expérience) et des mesures effectuées au IEP, et ces titres ont été introduits dans THRESH par le bloc REALFM. Les titres bruts ont enfin été améliorés par un petit déplacement d'ensemble de la plaque des caméras ; les histogrammes de la figure III - 3 confirment l'intérêt qu'il y a à se passer de PYTHON dans les conditions de cette expérience.

Ceci semble indiquer d'une part que pour une utilisation correcte de PYTHON il faut disposer de mesures de croix par le IEP très précises et très nombreuses ; sinon, le choix d'erreurs petites sur les paramètres de la chambre (qui sont effectivement connus avec une bonne précision) entraîne des χ^2 trop grands, et alors, tout ajustement étant mauvais, la recherche d'un meilleur ajustement entraîne à introduire des facteurs correctifs très grands, à moins d'augmenter les erreurs sur les mesures de croix, mais alors les χ^2 sont faibles, et aucun ajustement n'est nécessaire.

ERREUR SYSTEMATIQUE

Environ 800 événements furent alors passés dans THRESH et GRIND avec les nouveaux titres, et les masses manquantes au Λ et à l'$\bar{\Lambda}$ calculées par GRIND se trouvèrent bien rapprochées de la bonne valeur moyenne. Cependant, la distribution du moment non ajusté des traces du faisceau présente une queue prononcée vers les faibles moments, alors que les moments ajustés ont une répartition assez proche d'une gaussienne, et plus étroite ; les écarts du moment non ajusté proviennent donc de THRESH, qui calcule en fait $\frac{1}{\rho}$. Si, à la sortie de THRESH, la distribution $\frac{1}{\rho}$ est gaussienne, la distribution du moment $p = K\rho$ doit présenter une faible queue vers les valeurs élevées :

$$\left(\frac{1}{\frac{1}{\rho} - \varepsilon} - \rho\right) - \left(\rho - \frac{1}{\frac{1}{\rho} + \varepsilon}\right) \sim 2\varepsilon^2\rho^3$$

Cela signifie que la sortie du programme THRESH est entachée d'une erreur systématique qui déforme la distribution de $\frac{1}{\rho}$ vers les valeurs supérieures. Or, le $\frac{1}{\rho}$ donné par THRESH restant dans les limites de l'erreur interne, tout se passe comme si la reconstruction géométrique avait tendance à courber les traces toujours dans le même sens, et proportionnellement à l'erreur interne $d\left(\frac{1}{\rho}\right)$, c'est-à-dire que $\left(\frac{1}{\rho}\right)_{Thresh} - \left(\frac{1}{\rho}\right)_{vrai} \sim Kd\left(\frac{1}{\rho}\right)$.

Pour vérifier cette hypothèse, la moyenne de la différence algébrique : $\left(\frac{1}{\rho}\right)$ mauvais titres - $\left(\frac{1}{\rho}\right)$ bons titres a été portée sur la figure III - 4 en fonction de l'erreur interne $d\left(\frac{1}{\rho}\right)$ mauvais titres, les mauvais titres étant les premiers utilisés, obtenus par PYTHON avec REFER et CORREC, les bons titres étant les titres définitifs de l'expérience, pour une vingtaine d'événements. Ce graphique montre une corrélation possible entre l'erreur interne et l'erreur systématique, avec un coefficient de 0,4.

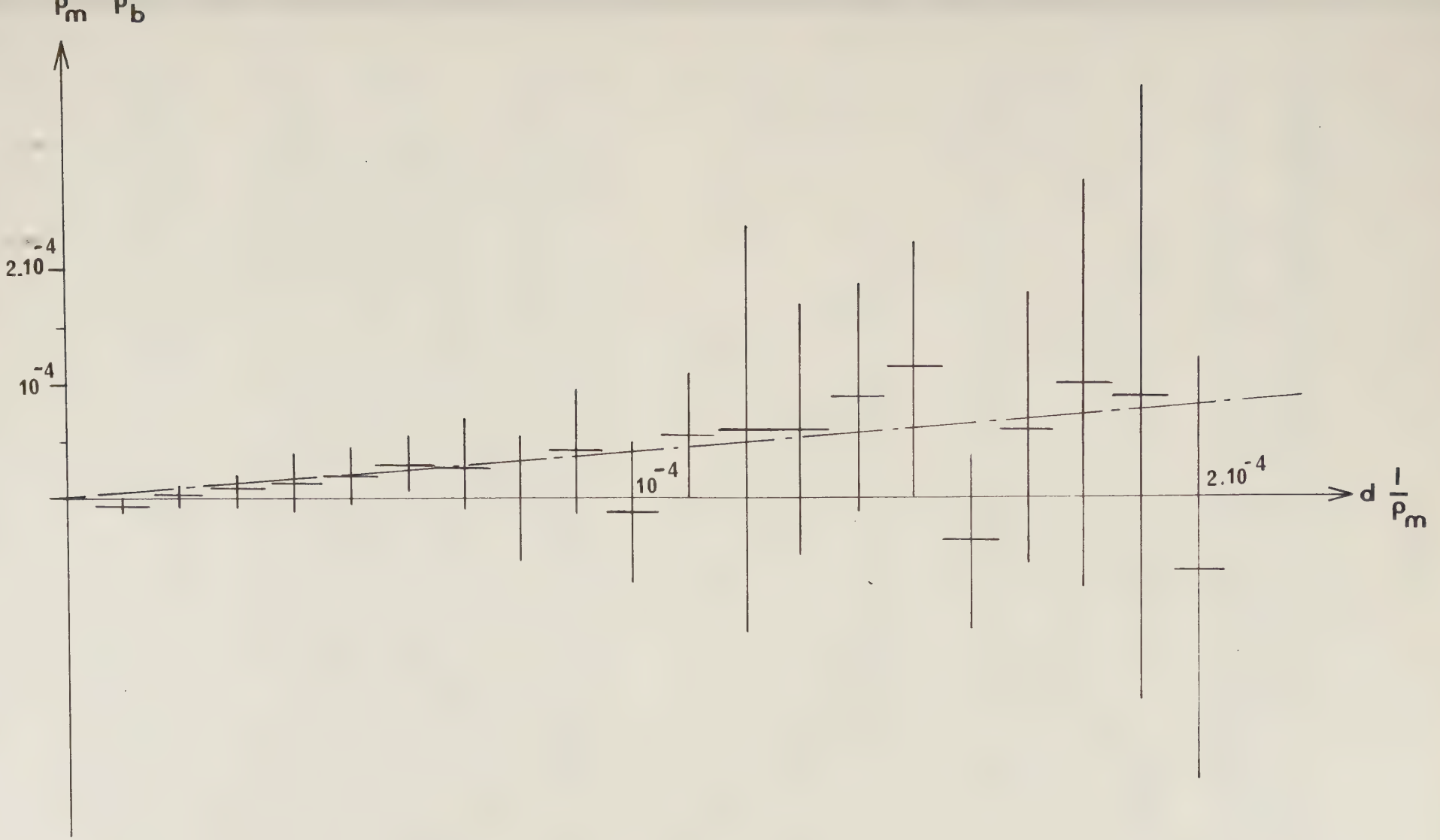


Fig III - 4

Les bons titres n'étant pas parfaits, il faut tenir compte de l'erreur qu'ils engendrent aussi :

$$\left(\frac{1}{\rho}\right)_b - \left(\frac{1}{\rho}\right)_{VRAI} = k\, d\left(\frac{1}{\rho}\right)_b$$

$$\left(\frac{1}{\rho}\right)_m - \left(\frac{1}{\rho}\right)_{VRAI} = k\, d\left(\frac{1}{\rho}\right)_m$$

cela donne :

$$k = \frac{\left(\frac{1}{\rho}\right)_m - \left(\frac{1}{\rho}\right)_b}{d\left(\frac{1}{\rho}\right)_m - d\left(\frac{1}{\rho}\right)_b}$$

L'étude des erreurs internes faite pour le choix des titres a montré que :

$$\frac{< d\left(\frac{1}{\rho}\right)_m >}{< d\left(\frac{1}{\rho}\right)_b >} \sim \frac{< dz >_m}{< dz >_b} = \frac{14}{9}$$

donc $d\left(\frac{1}{\rho}\right)_m - d\left(\frac{1}{\rho}\right)_b \sim \left(1 - \frac{9}{14}\right) d\left(\frac{1}{\rho}\right)_m$

et comme $< \left(\frac{1}{\rho}\right)_m - \left(\frac{1}{\rho}\right)_b > d\left(\frac{1}{\rho}\right)_m = 0{,}4\, d\left(\frac{1}{\rho}\right)_m$, il vient

$$k \sim \frac{0{,}4}{1 - \frac{9}{14}} \sim 1 .$$

Pour fournir une meilleure estimation de k, le programme THRESH a été passé avec les mêmes événements, mais avec les mauvais titres, et, par l'utilisation du programme SUMX sur les deux sorties THRESH, le graphique $\left(\frac{1}{\rho}\right)_m - \left(\frac{1}{\rho}\right)_b$ en fonction de $d\left(\frac{1}{\rho}\right)_m - d\left(\frac{1}{\rho}\right)_b$ a été tracé pour tous les événements bien mesurés : la corrélation éventuelle n'a pas pu être mise en évidence, car la dispersion des erreurs est très grande, et la différence $d_m - d_b$ n'est pas toujours positive. Il est donc impossible de conclure à l'existence d'un défaut de programme, et l'erreur systématique observée peut-être due uniquement au choix des titres.

TITRES CINEMATIQUES

Les résultats des calculs géométriques sont utilisés pour évaluer les paramètres cinématiques des événements mesurés.

L'estimation des erreurs sur ces paramètres des ré- est d'une grande importance dans l'analyse des résultats, car elles interviennent dans l'ajustement aux contraintes cinématiques des valeurs mesurées. Les titres du programme GRIND contiennent les données qui permettent de déterminer les erreurs externes à introduire dans les calculs (302).

L'erreur sur la courbure, d $(\frac{1}{\rho})$ est une somme quadratique de termes : le premier tient compte de l'erreur de pointé ε_1 et de l'erreur intrinsèque de la chambre ε_2, introduites au moyen d'un terme d'erreur ε, relié à ε_1, et ε_2 au moyen d'un paramètre auxiliaire SEL, par :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon \sqrt{3{,}5 - 3\,SEL} \quad , \quad \varepsilon_2 = \varepsilon \sqrt{3\,SEL - 2{,}5}$$

le terme d'erreur sur $\frac{1}{\rho}$ étant : $7{,}7 \frac{\varepsilon}{(\ell \cos\lambda)^2}$, avec ℓ longueur de la trace, et λ angle de la trace avec le plan des glaces; ε est de l'ordre de 100 microns.

Le deuxième terme évalue l'erreur introduite par une rotation d'ensemble de l'image de la chambre, due principalement aux erreurs de la mesure des croix. Le paramètre à ajuster est le terme RAT, qui induit une erreur $0{,}74 \frac{RAT}{\rho}$; RAT est la moyenne quadratique des rotations induites $\langle \delta\theta^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$, et est de l'ordre de 10^{-3}.

Le troisième terme est dû à l'incertitude sur la valeur du grandissement, et induit une erreur $\frac{CHAT}{\rho}$: l'effet est identique à une incertitude sur le champ magnétique ($\Delta H/H$).

Enfin, la diffusion multiple introduit une autre incertitude sur la courbure, qui s'exprime par :

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{0,17\,\ell}{(P\beta c)^2}\ , \text{ soit } d\left(\frac{1}{\rho}\right) = \frac{SCAT}{P\beta c\sqrt{\ell}\cos^2\lambda}$$

Les erreurs sur λ et l'azimuth φ se déduisent des mêmes paramètres :

$d\lambda$ = somme quadratique de $27\cos\frac{\varepsilon_1}{\rho}$, $1,25\frac{\varepsilon_2}{\rho}$, $5,4\cos^2\lambda$ RAT

$d\varphi$ = somme quadratique de $4,1\frac{\varepsilon}{\rho\cos\lambda}$, 1,05 RAT.

La première estimation de ε se déduit de la distribution de l'impulsion du primaire en fonction de la longueur de sa trace ; l'écart-type présente une variation en $\frac{10^5}{\ell^2}$; il vient alors :

$$d\left(\frac{1}{\rho}\right) = \frac{7,7\,\varepsilon}{\ell^2\cos^2\lambda}\ , \text{ soit, avec } \cos^2\lambda \sim 1, \text{ et}$$

$$P_{MeV/c} = 5\,\rho_{cm},\ d\left(\frac{1}{\rho}\right) = \frac{7,7\,\varepsilon}{\ell^2} = \frac{5\,dp}{p^2} = \frac{5.10^5}{\ell^2 p^2}$$

d'où, étant donné que P est voisin de 2 500 MeV/c, ε = 110 microns.

Les différents paramètres ont été ajustés en passant dans le programme un lot d'une vingtaine d'événements, et en examinant les histogrammes de probabilité de χ^2 du Λ et de l'$\bar{\Lambda}$; les essais successifs visaient à obtenir une distribution aussi plate que possible. Les $\bar{\Lambda}$ étant beaucoup plus rapides que les Λ , ont des erreurs beaucoup plus grandes, et la variation de ε_1 se fait sentir d'abord sur leurs χ^2 ; l'effet de ε_1 apparaît à $\varepsilon_1 = 45\ \mu$. Les figures III-5 et 6 montrent l'effet des différents paramètres.

Les distributions de probabilités des $\bar{\Lambda}$ et Λ étant ainsi optimisées, la probabilité globale à l'apex est trop faible, et ε_1 doit alors être portée à $90\ \mu$ pour redresser la

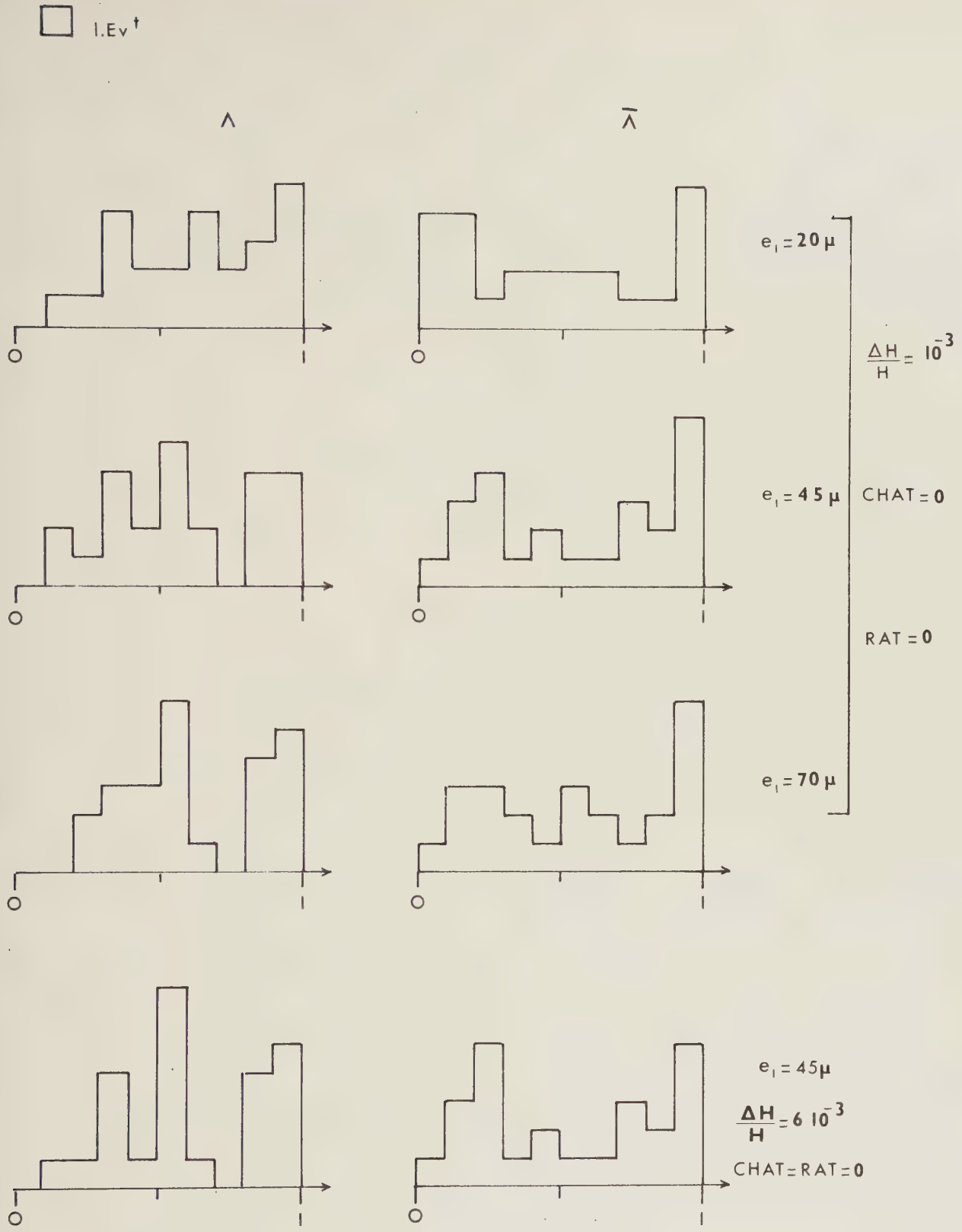

I.Ev t
Λ
$\bar{\Lambda}$
$e_1 = 20\,\mu$
$\frac{\Delta H}{H} = 10^{-3}$
$e_1 = 45\,\mu$
CHAT = 0
RAT = 0
$e_1 = 70\,\mu$
$e_1 = 45\mu$
$\frac{\Delta H}{H} = 6\,10^{-3}$
CHAT = RAT = 0

Fig III-5

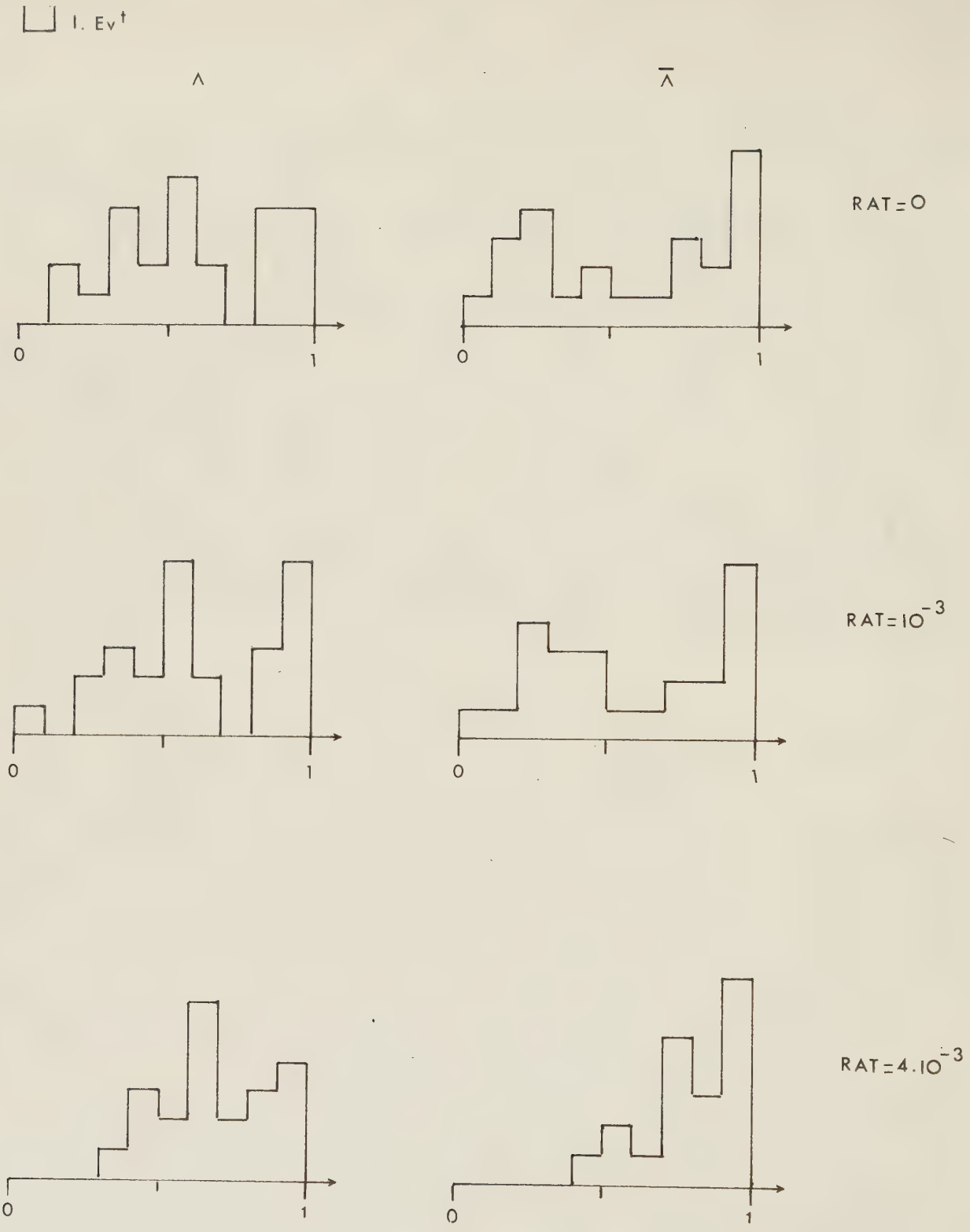
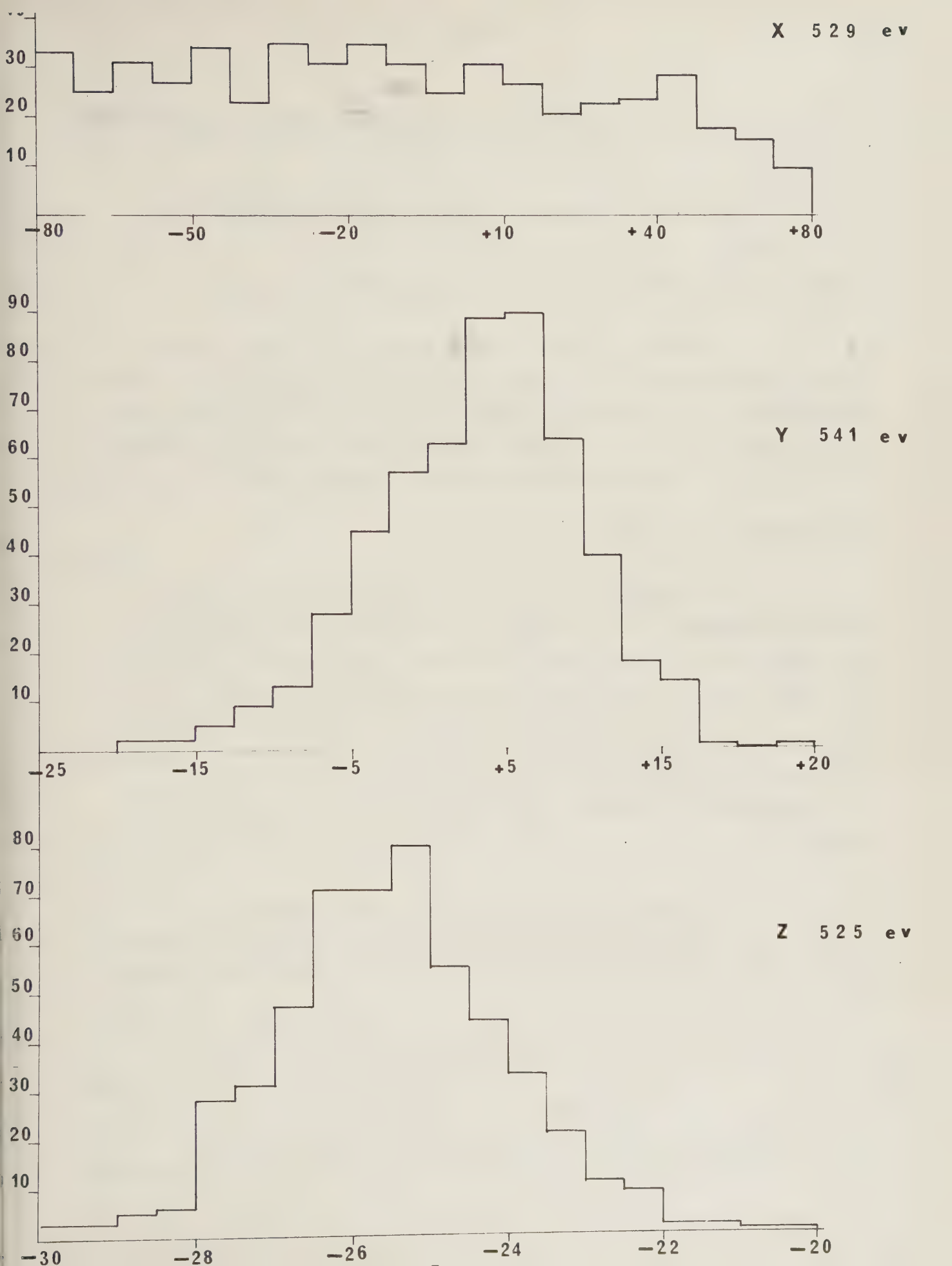


Fig III - 6


X 529 ev
30
20
10
−80
−50
−20
+10
+40
+80
90
80
70
60
50
40
30
20
10
Y 541 ev
−25
−15
−5
+5
+15
+20
80
70
60
50
40
30
20
10
Z 525 ev
−30
−28
−26
−24
−22
−20

distribution. Les valeurs retenues en définitive sont les suivantes :

$\mathcal{E} = 110\,\mu$; $\mathcal{E}_1 = 90\,\mu$, ce qui entraîne SEL = 0,9 et $\mathcal{E}_2 = 60\,\mu$

$\frac{\Delta H}{H} = 10^{-3}$, CHAT = 0, RAT = 0,0015, SCAT = 0,00058.

L'erreur interne sur un point peut, accidentellement, être trouvée très faible à la fin du calcul d'ajustement géométrique. Pour éviter la répercussion de cette erreur trop faible sur les χ^2, il lui est imposée une limite inférieure, qui est égale à 0,05 cm pour x et y, et 0,15 cm pour z.

PARAMETRES DU FAISCEAU

La figure III - 7 montre la distribution des apex dans dans la chambre ; elle permet de constater que le faisceau est bien centré. Les divers paramètres des traces primaires ont été examinés pour vérifier la qualité du faisceau, et leurs valeurs moyennes ont été calculées, afin d'être introduites dans le programme de cinématique, pour pallier l'absence de mesure du primaire de certains événements, ou les mesures de trop mauvaise qualité. Les résultats obtenus sont les suivants :

$< P >$ = 2,437 GeV/c à x = - 10 cm, avec une dispersion de 0,030 ; la perte d'énergie est 0,27 MeV/c/cm, ce qui détermine la valeur moyenne de l'impulsion en tout point de la chambre.

$$< \lambda > = -1{,}9.10^{-3}\,(z + 23{,}42)$$

$$\sigma_\lambda = 0{,}005$$

ce qui indique que le foyer vertical est à environ 5 mètres en

avant de la chambre.

$$\langle \varphi \rangle = 3{,}017 - 2{,}11.10^{-3}\, x$$
$$\sigma_\varphi = 0{,}006$$

$$\langle z \rangle = -25{,}5 \text{ cm}$$
$$\sigma_z = 1{,}5$$

Une bonne vérification finale de l'absence d'erreur systématique dans la chaîne de mesure consiste à calculer la valeur moyenne de la masse du Λ et de l'$\bar{\Lambda}$. Le paragraphe suivant expose les résultats de cette mesure.

MASSES

Les distributions des carrés des masses de tous les $\bar{\Lambda}$ et Λ mesurés sont assez bien gaussiennes. Pour diminuer l'influence des mesures qui ont de grandes erreurs, les moyennes de ces distributions ont été calculées avec une pondération en $\frac{1}{\sigma}$:

$$\langle m^2 \rangle = \frac{1}{N \sum \frac{1}{\sigma_{m^2}}} \sum \frac{m^2}{\sigma_{m^2}}$$

Les résultats de ce calcul sont :

$m^2_{\bar{\Lambda}} = 1\,245\,676$ MeV^2 d'où $m_{\bar{\Lambda}} = 1\,116{,}09 \pm 0{,}10$ MeV/c^2
$m^2_{\Lambda} = 1\,245\,140$ MeV^2 d'où $m_{\Lambda} = 1\,115{,}87 \pm 0{,}10$ MeV/c^2

Les masses trouvées sont donc différentes de plus d'un écart : $m_{\bar{\Lambda}} - m_{\Lambda} = 0{,}22 \pm 0{,}14$ MeV/c^2; si elles sont supposées égales en réalité, l'estimation est alors : $m_{\bar{\Lambda}} = m_{\Lambda} = 1\,115{,}98 \pm 0{,}07$ MeV/c^2, valeur assez différente de la valeur tabulée : $m_{tab} = 1\,115{,}58 \pm 0{,}10$ MeV/c^2. Cette déviation peut être due à une

mauvaise détermination de la valeur de l'induction magnétique au centre de la chambre ; en effet, diverses mesures directes successives de ce paramètre ont donné des résultats contradictoires, et il est prudent de compter une incertitude relative de 3.10^{-3} sur la valeur utilisée. L'estimation de la masse du Λ devient donc :

$$m_{\bar{\Lambda}} = m_{\Lambda} = 1.115,98 \pm 0,27 \text{ MeV}/c^2$$, l'écart de

la valeur tabulée étant :

$$\varepsilon_m = 0,40 \pm 0,30 \quad \text{MeV}/c^2$$

Cet écart a été constaté également dans d'autres expériences faites au CERN dans la chambre de 2 mètres, aussi bien pour le K que pour le Λ . Il peut être dû à une erreur systématique de la mesure du champ, ou, pour le Λ , à une distorsion de la chambre (303).

L'ensemble des opérations de mesure a donc été mis au point dans l'application particulière aux productions de $\bar{\Lambda}\Lambda$. L'ajustement des titres a permis d'obtenir des distributions de probabilité assez plates, et le calcul des masses du Λ et de l'$\bar{\Lambda}$ ne fait apparaître qu'une erreur systématique très faible.

Il est donc possible de poursuivre l'étude par l'analyse des résultats des calculs cinématiques.

CHAPITRE IV

ANALYSE

L'ensemble des processus de recherche des événements et de leur mesure étant défini jusqu'à l'entrée du programme cinématique GRIND, il faut ensuite organiser l'analyse de la sortie de ce programme, qui laisse, pour la plupart des événements, le choix entre plusieurs hypothèses. Cette analyse peut se décomposer en trois étapes : la première consiste à opérer un recensement de tous les événements bien mesurés, en les classant d'après la nature des V° observés ; dans la deuxième, la répartition des événements non attribués à ce stade est examinée ; les événements qui font l'objet de cette étude, c'est-à-dire produisant une paire $\bar{\Lambda}\Lambda$, sont séparés en différentes réactions possibles dans la troisième.

NATURE DES V°

Les résultats de la reconstruction géométrique des traces permettent de poursuivre les calculs cinématiques, d'en déduire la nature des V° et de reconstruire cinématiquement la réaction, au moyen des contraintes dynamiques ; ces calculs sont effectués au moyen du programme GRIND.

Le critère de reconnaissance des V° consiste à calculer leurs masses, en attribuant aux deux branches des masses de π, de protons et d'électrons, et à en déduire la probabilité de chaque hypothèse K, Λ, γ ou $\bar{\Lambda}$.

Le calcul de la masse carrée du V° est le suivant (fig. IV. 1)

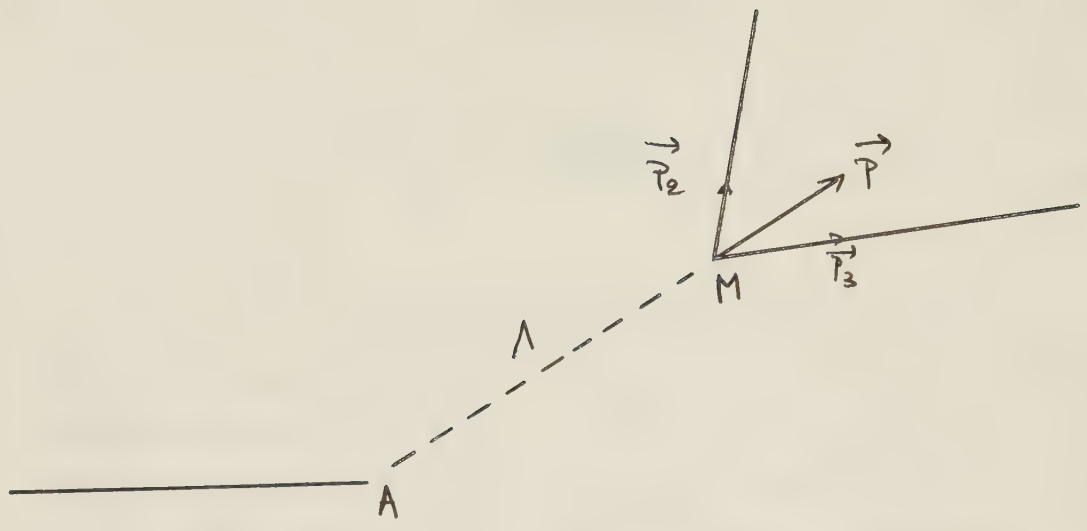


Fig. IV.1

$$M^2 = E^2 - P^2 = (E_2 + E_3)^2 - (\vec{P}_2 + \vec{P}_3)^2$$
$$= E_2^2 + E_3^2 + 2E_2E_3 - P_2^2 - P_3^2 - 2P_2P_3\cos\hat{M}$$
$$= m_2^2 + m_3^2 + 2\sqrt{m_2^2 + P_2^2}\ \sqrt{m_3^2 + P_3^2} - 2P_2P_3\cos\hat{M}$$

P_2, P_3 et $\cos\hat{M}$ étant des quantités mesurées, et m_2 et m_3 étant les masses attribuées aux deux branches du V°.

M^2 est donc de la forme $f(m_2, m_3)$; il peut arriver que la cinématique du V° soit telle que deux hypothèses de

masses soient vérifiées simultanément, par exemple :

$$f(\pi, p) = \Lambda^2 \qquad f(\pi, \pi) = K^2$$

ou, en faisant la différence des deux équations :

$$P^2 - \pi^2 + 2\sqrt{\pi^2 + P_2^2}\left(\sqrt{P^2 + P_3^2} - \sqrt{\pi^2 + P_3^2}\right) = \Lambda^2 - K^2$$

ce qui donne :

$$\frac{\sqrt{0,02 + P_2^2}}{\sqrt{0,88 + P_3^2} + \sqrt{0,02 + P_3^2}} = 0,08$$

dont une solution particulière est $P_2 = 0$, $P_3 = 0,6$ GeV/c. Etant donné que toutes les mesures sont affectées d'erreurs, il existe, à partir d'une impulsion du V° de 0,6 GeV/c, une plage d'ambiguité, et, compte tenu de leur distribution en impulsions, un K a une certaine probabilité α de pouvoir être pris pour un Λ , et un Λ a la probabilité β de pouvoir être pris pour un K.

L'équation ci-dessus entraîne $P_3 \gg P_2$, alors que les π de désintégration du K_1° ont, en moyenne, des impulsions égales ; la probabilité α ne sera donc pas élevée. Par contre, la désintégration du Λ est, en moyenne, dissymétrique, le proton ayant une impulsion plus grande que le π , et cela favorise l'ambiguité et β pourra être assez fort. La probabilité γ que l'$\overline{\Lambda}$ soit ambigu avec un K sera encore plus forte, du fait de l'impulsion moyenne plus élevée, et des erreurs plus grandes des mesures.

L'analyse des résultats des calculs de GRIND va permettre de préciser ces valeurs. A cet effet, le tableau I renferme tous les cas observables à la sortie de GRIND, avec les notations suivantes : A signifie ambigu $K\Lambda$, $\bar{A}$ ambigu $K\bar{\Lambda}$.

La probabilité pour un K d'être pris pour un $\bar{\Lambda}$ est évidemment α , en raison de la symétrie de sa désintégration. Les différentes cases du tableau contiennent les nombres d'événements de chaque espèce attendus, en regard de leur provenance et de leur état observé, en prenant x, y, z comme nombres totaux de KK, $K\Lambda$ et $\bar{\Lambda}\Lambda$ présents dans le lot.

Les chiffres de la dernière colonne sont les résultats obtenus avec un lot débarrassé de toutes les erreurs ou évènements non identifiés. La lecture de ce tableau fournit un système d'équations surabondant, qui permet de déterminer x, y, z, $< \alpha >$, $< \beta >$, $< \gamma >$:

$$x = 111 \quad , \quad y = 51 \quad , \quad z = 435$$

$$< \alpha > = 0{,}224 \quad , \quad < \beta > = 0{,}23 \quad , \quad < \gamma > = 0{,}32$$

Ce tableau est un instrument d'appréciation des probabilités de chaque hypothèse de GRIND pour les événements ambigus. Il montre, par exemple, qu'il y a deux événements $A\Lambda$ (qui sont des $K\Lambda$) donc qu'il y a 2 ± 2 $\bar{A}\Lambda$ qui sont des $K\Lambda$. Cela garantit que le nombre final de ΛK pris par erreur dans les $\bar{\Lambda}\Lambda$ sera au maximum de l'ordre de 2 pour 435. De même, les $\bar{A}A$ sont presque tous des $\bar{\Lambda}\Lambda$; la séparation des KA est plus délicate, cependant, la proportion des $K\Lambda$ par rapport aux $\bar{K}K$ sera environ 2 pour 1 parmi les événements qui ne pourront être attribués ; l'information supplémentaire de l'ionisation permet de distinguer dans ces deux derniers cas le proton du Λ , qui n'est pas très rapide.

TABLEAU I

	$\bar{K}K$	$K\Lambda$	$\bar{\Lambda}\Lambda$	Observés	Hypothèse
KK	$x(I-2\alpha)^2$	0	0	I00	I00
KA	$x2\alpha(I-2\alpha)$	$y\beta(I-2\alpha)$	0	I6	I6
$\bar{A}K$	$x2\alpha(I-2\alpha)$	0	0	5	5
$K\Lambda$	0	$y(-\beta)(I-2\alpha)$	0	36	37
$A\Lambda$	0	$y(I-\beta)\alpha$	0	2	I
$\bar{A}A$	$x.2\alpha^2$	$y\alpha\beta$	$z\beta\gamma$	28	32
$\bar{\Lambda}\Lambda$	0	0	$z(I-\beta)(I-\gamma)$	250	228
$\bar{\Lambda}A$	0	0	$z\beta(1-\gamma)$	47	68
$\bar{A}\Lambda$	0	$y(I-\beta)\alpha$	$z(I-\beta)\gamma$	II3	I07
AA	$x\alpha^2$	$y\alpha\beta$	0	0	0
$\bar{A}\bar{A}$	$x\alpha^2$	0	0	0	0
Totaux	x	y	z	597	594

la colonne hypothèse renferme les nombres calculés avec les valeurs choisies pour x, y, z, α, β, γ.

L'analyse de la sortie du GRIND à l'aide de ce tableau fournit les résultats suivants :

TABLEAU II

$\bar{\Lambda}\Lambda$	550	
ambigus $\bar{\Lambda}\Lambda$, ΛK	7	(= 4 + 3 K)
$\bar{K}K$	148	
ambigus $\bar{K}K$, Λ K	3	(= 1 KK + 2 K)
ΛK	47	

EXTRACTION DES $\bar{\Lambda}\Lambda$

Les seuls événements étudiés dans la suite de ce travail sont ceux qui produisent une paire $\bar{\Lambda}\Lambda$. Pour la commodité de leur étude, les résultats des calculs cinématiques les concernant sont regroupés sur une bande magnétique de données.

Cette bande a été créée à l'aide du programme SLICE, qui permet d'extraire de la bande binaire des résultats de GRIND des données choisies à volonté. L'enchaînement de ces opérations de tri est le suivant :

- au cours de l'exécution du GRIND, tous les événements sont repérés au moyen de leur numéro et d'un code particulier facilitant la lecture des enregistrements GRIND par la suite, qui sont inscrits sur une bande magnétique décimale dans un format de cartes perforées ;
- l'analyse des résultats des calculs de cinématique aboutit à séparer le paquet de cartes du dépouillement des photos en plusieurs paquets, correspondant aux diverses hypothèses ;
- ce classement est alors utilisé pour fabriquer, par programme, des cartes SLICE, obtenues par la lecture de la bande magnétique décimale, en ajoutant les hypothèses retenues à la fin de l'analyse pour chaque événement ;

- ces cartes SLICE constituent les titres du programme SLICE par lequel les données choisies sont extraitesde la bande binaire contenant tous les résultats du GRIND, pour les événements de type et d'hypothèse précisés dans une autre section des titres.

La bande de données ainsi obtenue contient toutes les réactions à état final $\bar{Y}^{\circ}Y^{\circ}$ + neutres ; l'analyse des résultats de la cinématique, si elle permet de distinguer facilement les réactions produisant des $\bar{\Lambda}\,\Lambda$ des productions $\bar{K}K$ ou $\Lambda\,K$, par la nature même des V°, ne fournit pas d'autres renseignements sur la séparation des $\bar{\Lambda}\,\Lambda$, $\bar{\Lambda}\,\Sigma^{\circ}$, $\bar{\Sigma}^{\circ}\,\Lambda$, $\bar{\Sigma}^{\circ}\Sigma^{\circ}$ et $\bar{\Lambda}\Lambda\,\pi^{\circ}$ que la probabilité des hypothèses. Il reste donc à effectuer un travail de classement de tous les événements qui n'ont pas été reconnus formellement.

SEPARATION DES ETATS $\bar{Y}^{\circ}Y^{\circ}$ + neutres

Le critère cinématique utilisé, aussi bien dans les calculs de GRIND que dans l'analyse de la bande des données, repose sur le calcul des carrés des masses manquantes au Λ et à l' $\bar{\Lambda}$:

$$p_{\Lambda}^2 = (E_{tot} - E_{\Lambda})^2 - (\vec{P}_{tot} - \vec{P}_{\Lambda})^2$$

$$= (m_1 + \sqrt{P_1^2 + m_1^2} - \sqrt{P_2^2 + m_2^2} - \sqrt{P_3^2 + m_3^2}) - (\vec{P}_1 - \vec{P}_2 - \vec{P}_3)^2$$

avec les notations de la figure IV.2 si V_M° est le Λ .

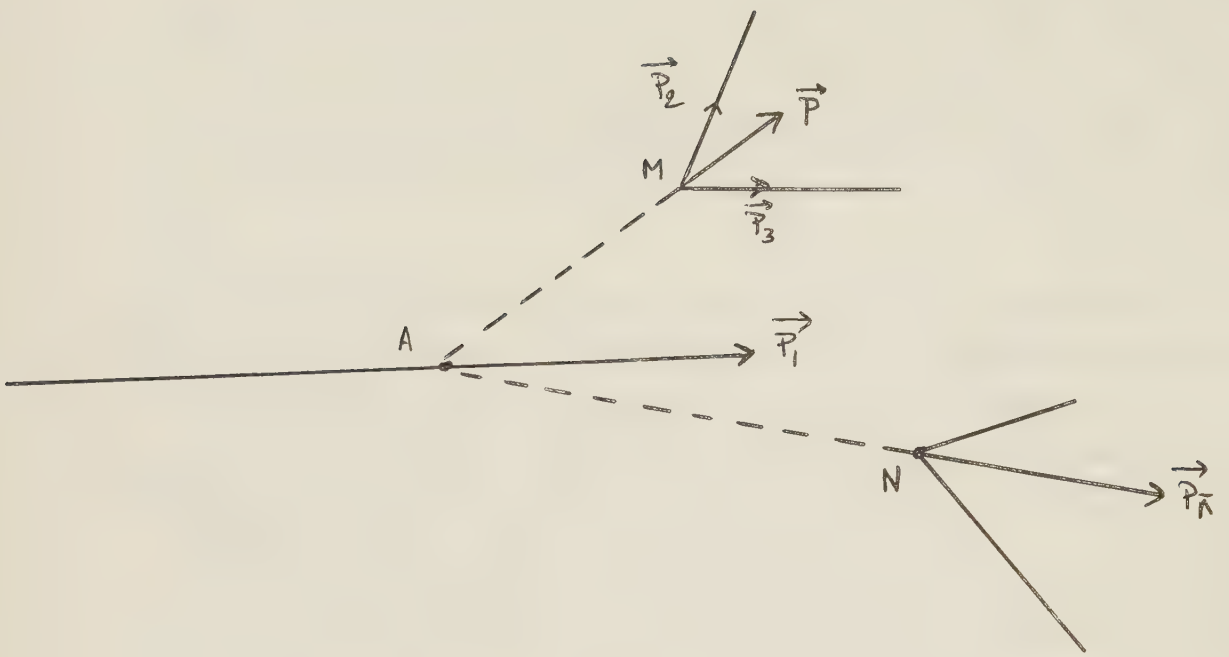


Fig. IV.2

La réaction $\bar{\Lambda}\Lambda$ est caractérisée par : $\mu^2_{\Lambda} = \mu^2_{\bar{\Lambda}} = 1{,}245$

La réaction $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ par $1{,}30 < \mu^2_{\Lambda} < 1{,}67$ $\quad \mu^2_{\bar{\Lambda}} = 1{,}422$

$\bar{\Sigma}^0\Lambda$ par $\mu^2_{\Lambda} = 1{,}422$ $\quad 1{,}30 < \mu^2_{\bar{\Lambda}} < 1{,}67$

$\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ par $1{,}50 < (\mu^2_{\Lambda}$ et $\mu^2_{\bar{\Lambda}}) < 1{,}81$

$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ par le diagramme de Dalitz

Les limites de toutes ces masses manquantes carrées peuvent se calculer facilement dans le centre de la masse, puisque ces quantités sont invariantes par transformation de Lorentz. Pour la réaction à trois corps $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$

par exemple, le carré de la masse manquante au Λ (ou à l'$\bar{\Lambda}$) s'écrit :

$$\mu^2_\Lambda = (W - E_\Lambda)^2 - (\vec{P} - \vec{P}_\Lambda)^2$$

W = énergie totale dans le centre de la masse

elle est maximum quand $P_\Lambda = 0$ donc $E_\Lambda = \Lambda$, ce qui est toujours possible, puisque les impulsions des deux autres particules sont déterminées par :

$$\vec{P}_2 = -\vec{P}_3 \qquad |\vec{P}_2| = |\vec{P}_3| = P$$

$$E_2 + E_3 = W - \Lambda$$

d'où $\sqrt{P^2 + m_1^2} + \sqrt{P^2 + m_2^2} = W - \Lambda$

donc $\mu^2_{\Lambda\ max} = (W - \Lambda)^2 \sim 2{,}25\ GeV^2$

Ces différentes conditions permettent de définir les zones du diagramme μ^2_Λ x $\mu^2_{\bar{\Lambda}}$ correspondant à la répartition des différentes réactions si toutes les erreurs étaient nulles. (fig. IV.3)

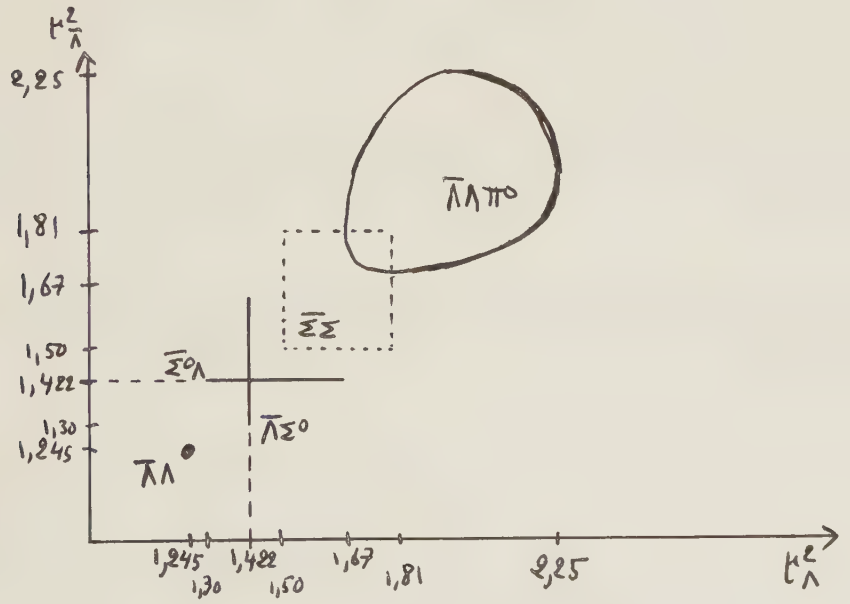


Fig. IV-3

En fait, le diagramme des carrés des masses manquantes au Λ et à l'$\bar{\Lambda}$ des événements classés à l'issue du programme de reconstruction fait apparaître trois zones bien délimitées :

- celle des $\bar{\Lambda}\Lambda$ est une ellipse de centre 1,245 - 1,245 qui est bien $m^2_{\bar{\Lambda}}$, m^2_{Λ} , l'axe vertical étant environ trois fois plus grand que l'axe horizontal du fait que les erreurs sur la mesure de l'$\bar{\Lambda}$ sont en moyenne plus grandes que sur le Λ .

- celle des $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$ est bien centrée sur $\mu^2_{\Lambda} = 1,422 = m^2_{\Sigma}$ avec des erreurs assez faibles. Elle est allongée en $\mu^2_{\bar{\Lambda}} > 1,245$, puisque le γ de l'$\bar{\Sigma}^\circ$ est alors associé au Λ , ce qui augmente la masse manquante.

- celle des $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$ est centrée sur $\mu^2_{\bar{\Lambda}} = 1,422 = m^2_{\Sigma^\circ}$ avec des erreurs plus grandes et s'allonge en $\mu^2_{\Lambda} > 1,245$, mais moins que la précédente.

- les événements $\bar{\Sigma}^\circ\Sigma^\circ$ et $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$ ne peuvent pas être classés à ce stade, puisque le calcul des masses manquantes ne fournit pas de contrainte supplémentaire.

La fig. IV.4 représente ces zones, et contient également les points correspondant aux premières ambiguités dont il va être question.

Le classement obtenu par l'analyse des résultats du GRIND est le suivant :

$\bar{\Lambda}\Lambda$ purs	303
$\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$	48
$\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$	50
$\bar{\Lambda}\Lambda$ ambigus avec $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$ ou $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$	25
$\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$ ou $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$	48
événements candidats $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$	65
ambigu $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$	1
événements sans hypothèse	29

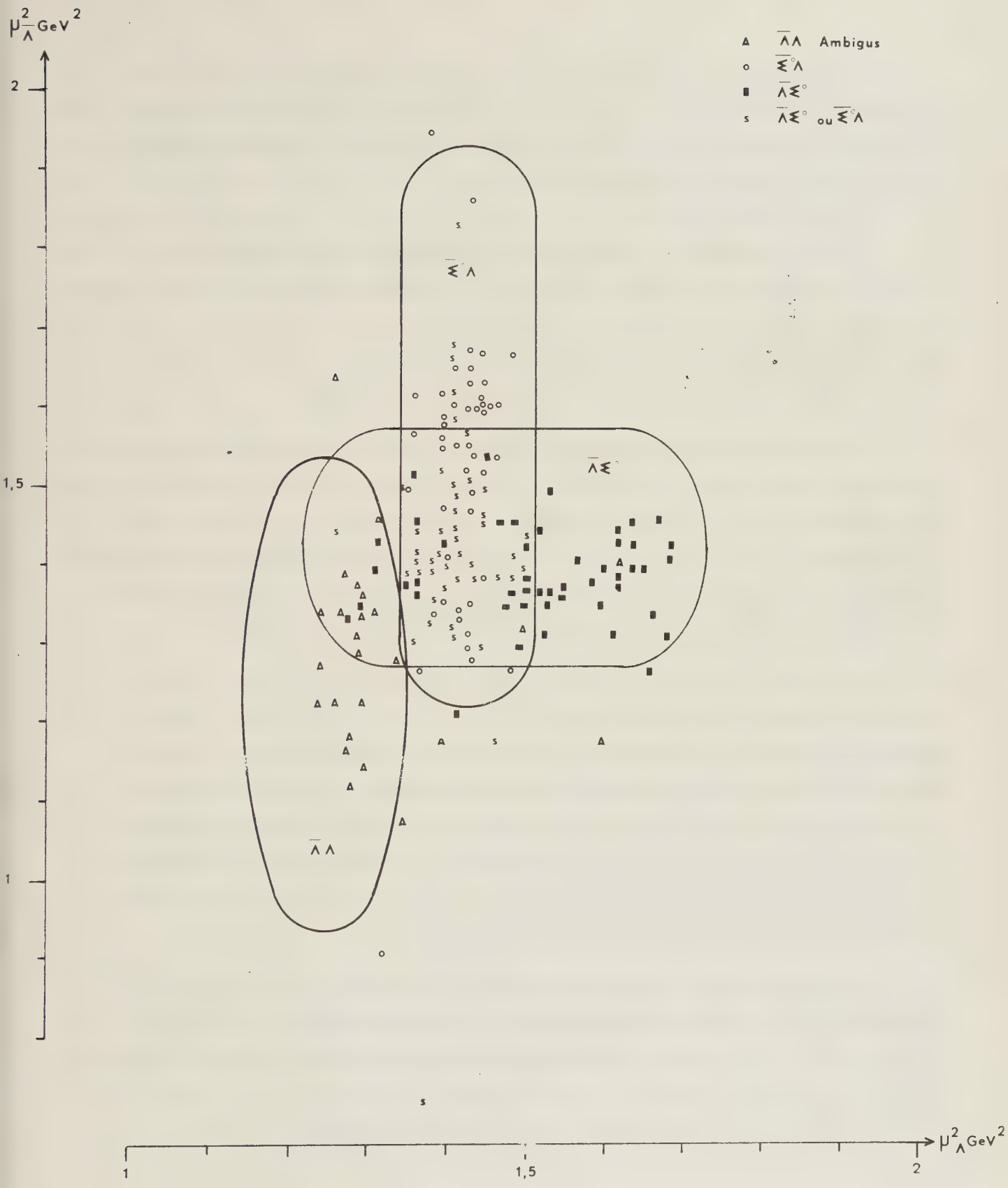

μ^2_Λ GeV^2
2
1,5
1
Δ $\bar{\Lambda}\Lambda$ Ambigus
o $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$
■ $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$
s $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$ ou $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$
$\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$
$\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$
$\bar{\Lambda}\Lambda$
1
1,5
2
μ^2_Λ GeV^2

Fig IV – 4

La dernière classe comporte les événements dont le Λ et l'$\bar{\Lambda}$ ont été bien ajustés et pointent bien sur l'arrêt du primaire, sans qu'aucune hypothèse n'ait une probabilité appréciable, pour des raisons diverses.

La méthode employée pour effectuer cette répartition individuelle des événements consistait à ne retenir qu'une hypothèse chaque fois que c'était la seule qui conduisait à un ajustement global et que sa probabilité de χ^2 à l'apex était très supérieure à celle de toute autre hypothèse.

Les événements ambigus, c'est-à-dire pour lesquels deux ou trois hypothèses ont abouti à des probabilités voisines, ne pourront pas tous être rangés, chacun dans une classe bien déterminée, quelle que soit la méthode adoptée, mais il est possible d'évaluer les proportions d'ambigus qui appartiennent à chaque classe. C'est ce qui va être fait maintenant.

L'examen des diagrammes $\mu^2_\Lambda \times \mu^2_{\bar{\Lambda}}$ montre en effet la densité de probabilité de chaque classe en tout point du plan des masses manquantes carrées : chaque point expérimental représente donc P_i point réel de chaque classe i, avec $\Sigma P_i = 1$. En pratique, tout point situé dans une seule zone i sera attribué à la classe i ($P_i = 1$), les points situés dans l'intersection des deux zones étant partagés entre les deux classes en proportion des densités respectives.

Par ailleurs, les distributions des χ^2 à l'apex des événements de chaque classe doivent correspondre aux distributions de χ^2 théoriques pour le nombre de contraintes de l'ajustement de chaque classe, c'est-à-dire 4 pour les $\bar{\Lambda}\Lambda$, 2 pour les $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$ et $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$, 1 pour les $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$, et 0 pour les $\bar{\Sigma}^\circ\Sigma^\circ$.

Les titres du programme de cinématique ayant été ajustés pour obtenir une distribution de probabilité de χ^2 à l'apex sensiblement plate pour l'ensemble des $\bar{\Lambda}\Lambda$, les probabilités de χ^2 de chaque classe vont se répartir sensiblement sur des droites légèrement inclinées, dont la pente diminuera avec le nombre de contraintes, la distribution des 0 - contraintes étant complètement repoussée vers les probabilités nulles.

Les événements ambigus manquent aux distributions correspondantes, ce qui les déforme sensiblement, et l'amélioration de l'allure des histogrammes par le partage des ambigus va permettre de vérifier la validité de la méthode des masses manquantes.

AMBIGUS $\bar{\Lambda}\Lambda, \bar{\Lambda}\Sigma^\circ, \bar{\Sigma}^\circ\Lambda$

Le diagramme IV. 4 porte les points correspondants aux 5 premières classes du tableau précédent, les points $\bar{\Lambda}\Lambda$ purs n'étant toutefois pas représentés individuellement, étant donné leur nombre.

Précisemment en raison de ce nombre, la densité de $\bar{\Lambda}\Lambda$ purs dans la zone $\bar{\Lambda}\Lambda$ est telle qu'il est permis d'attribuer à cette classe tous les points ambigus $\bar{\Lambda}\Lambda$ qui y sont enfermés sauf 1 ou 2 qui vont aux $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$. Les points en-dehors de toute zone sont attribués à la zone la plus proche verticalement, compte tenu du fait que les erreurs dans ce sens sont beaucoup plus grandes qu'horizontalement. Cela donne, compte tenu des fluctuations statistiques qui peuvent affecter ces nombres, estimées au moyen des proportions attendues :

$\bar{\Lambda}\Lambda$	$\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$	$\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$
20 ± 5	3 ± 2	2 ± 2

Les ambigus $\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$, $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$ sont répartis dans les deux classes d'une façon analogue : 8 sont attribués directement aux $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$ et 4 aux $\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$, 36 étant compris dans l'intersection des deux zones. Cette intersection contient en outre : 21 $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$ et 15 $\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$ dont la distribution de densité permet de partager les ambigus en: 18 ± 3 $\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$ et 18 ± 3 $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$, l'incertitude provenant du fait que la densité locale semble indiquer le partage par moitié, mais que les proportions globales des événements sûrs étaient 21 et 15. Au total, la répartition est :

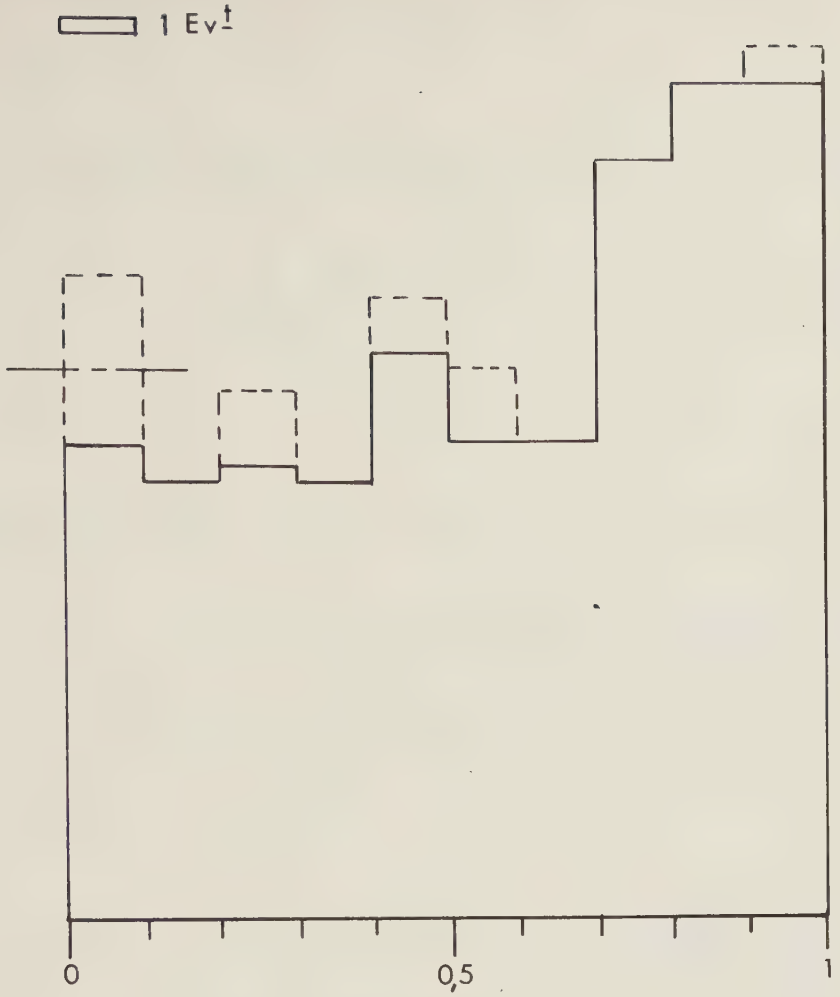
$\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$	$\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$
22 ± 3	26 ± 3

L'histogramme IV-5 a représente la distribution de probabilité des $\bar{\Lambda}\Lambda$ reconnus, à laquelle est ajoutée la distribution des événements ambigus. Dans le premier canal, un excès d'événements tend à déformer la distribution résultante ; il est naturel de retrancher 5 événements de cet excès, et de le reporter sur les $\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$ et $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$. Donc :

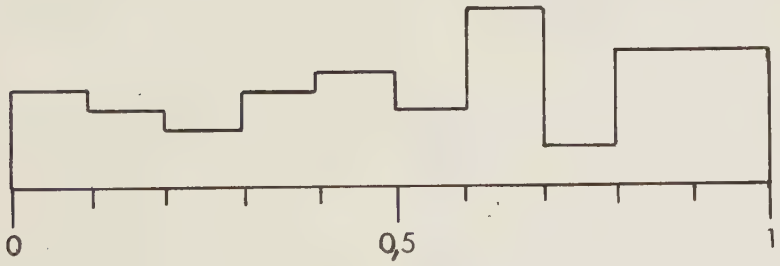
$\bar{\Lambda}\Lambda$	$\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$	$\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$
20 ± 5	3 ± 2	2 ± 2

Les histogrammes IV.5.b et IV.5.c représentent les distributions de probabilités des $\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$ et $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$, auxquelles sont ajoutés les 5 événements précédents. Les histogrammes ont le même aspect, leur différence oscillant autour de 0, ce qui permet de les ajouter, et de porter sur l'ensemble la distribution des ambigus $\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$, $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$ (fig.IV.6.a). Le partage des ambigus entre $\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$ et $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$ s'en déduit, par une répartition qui donne la même pente aux 2 distributions (fig.IV.6.b et c). Cette répartition s'écrit :

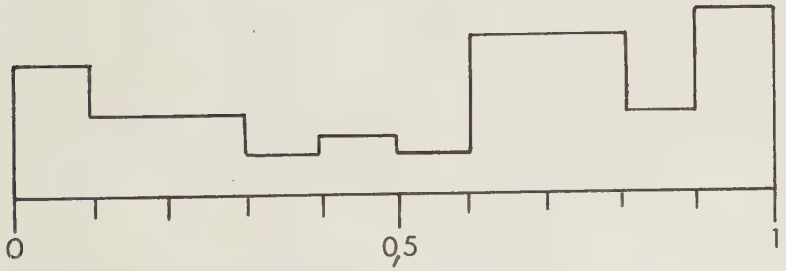
$\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$	$\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$
23 ± 5	25 ± 5



a _ $\bar{\Lambda}\Lambda$

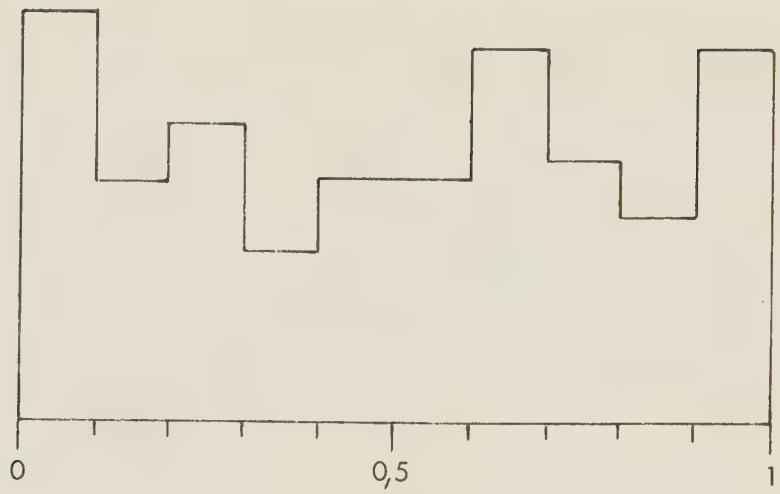


b _ $\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$

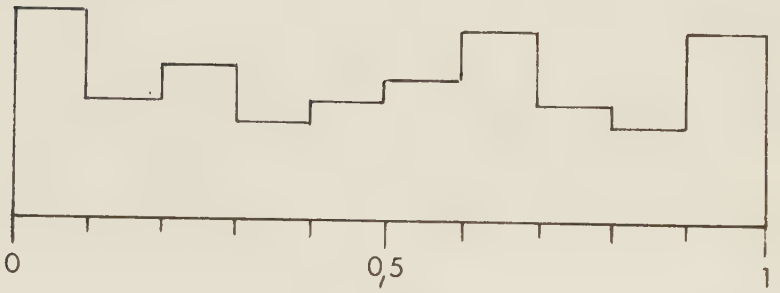


c _ $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$

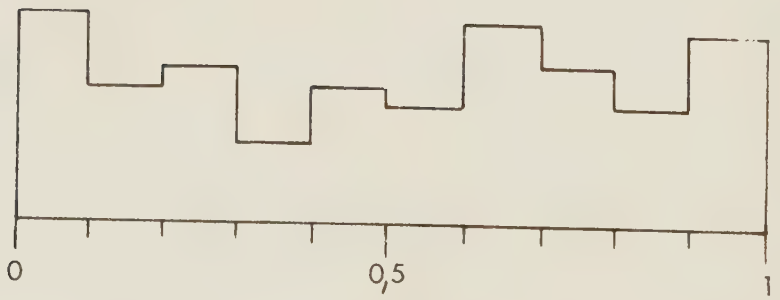
Fig IV _ 5



a_ $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + \bar{\Sigma}^0\Lambda$



b_ $\bar{\Lambda}\Sigma^0$



c_ $\bar{\Sigma}^0\Lambda$

Fig IV-6

La comparaison des deux méthodes donne le partage suivant :

ambigus	$\bar{\Lambda}\Lambda$	$\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$	$\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$
$\bar{\Lambda}\Lambda$	20 ± 3	3 ± 2	2 ± 1
$\bar{\Lambda}\Sigma^\circ, \bar{\Sigma}^\circ\Lambda$		23 ± 2	25 ± 2

CANDIDATS $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$

Dans ce groupe se trouvent non seulement les $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$ vrais, mais également les $\bar{\Sigma}^\circ\Sigma^\circ$, qui ne peuvent pas être reconnus par le programme de reconstruction, étant à 0 - contrainte, ainsi que quelques $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$ ou $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$ dont le γ manquant peut, avec les erreurs, simuler un π°.

La figure IV.7 représente le diagramme μ^2_Λ x $\mu^2_{\bar{\Lambda}}$ de ces événements, ainsi que les histogrammes obtenus par projection sur les deux axes. Ces histogrammes peuvent être décomposés en superpositions de trois distributions. En μ^2_Λ, cette superposition partage les 65 événements de la façon suivante :

$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$	$\bar{\Sigma}^\circ\Sigma^\circ$	$\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$
46 ± 7	17 ± 4	2 ± 1

et en $\mu^2_{\bar{\Lambda}}$

$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$	$\bar{\Sigma}^\circ\Sigma^\circ$	$\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$
32 ± 6	29 ± 5	4 ± 2

La combinaison de ces deux superpositions donne une estimation des valeurs les plus probables :

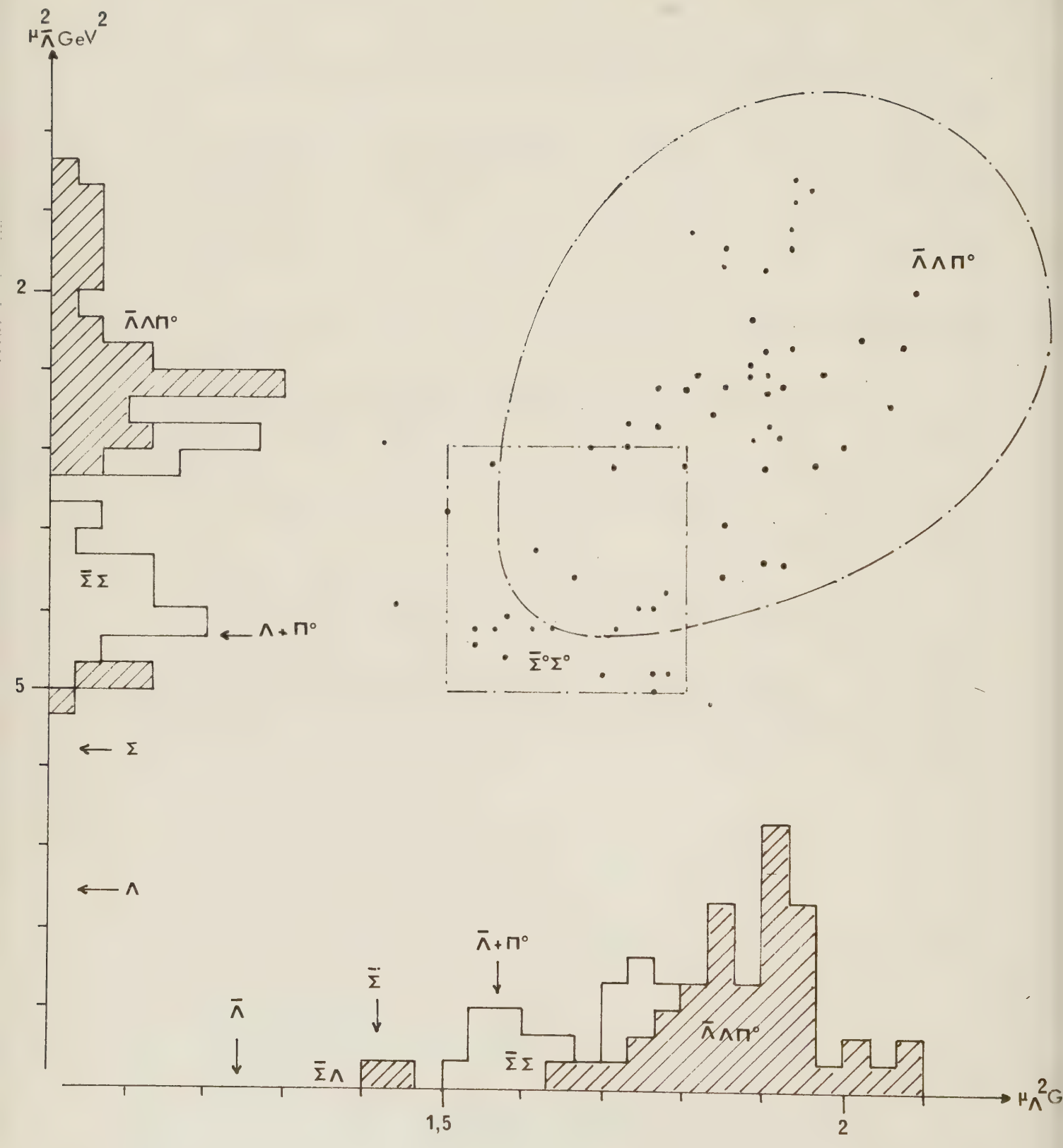

$\mu^2_{\bar{\Lambda}}$ GeV^2
2
5
$\bar{\Lambda}\Lambda\Pi^\circ$
$\bar{\Sigma}\Sigma$
$\leftarrow \Lambda + \Pi^\circ$
$\leftarrow \Sigma$
$\leftarrow \Lambda$
$\bar{\Lambda}\Lambda\Pi^\circ$
$\bar{\Sigma}^\circ\Sigma^\circ$
$\bar{\Lambda}$
$\bar{\Sigma}$
$\bar{\Lambda}+\Pi^\circ$
$\bar{\Sigma}\Lambda$
$\bar{\Sigma}\Sigma$
$\bar{\Lambda}\Lambda\Pi^\circ$
1,5
2
μ^2_ΛG

Fig IV-7

$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$	$\bar{\Sigma}^\circ\Sigma^\circ$	$\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$	$\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$
39 ± 6	20 ± 4	4 ± 2	2 ± 1

L'histogramme IV.8.a est celui de la probabilité des candidats $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$. C'est une distribution plate, de 4 événements par canal, à laquelle se superposent deux excès, l'un de 21 événements de probabilité nulle, correspondant aux $\bar{\Sigma}^\circ\Sigma^\circ$ (qui ne doivent pas pouvoir être ajustés), et l'autre de 4 événements de forte probabilité, qui peuvent être attribués aux $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$ et $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$. Le partage est donc le suivant :

$\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$	$\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$	$\bar{\Sigma}^\circ\Sigma^\circ$	$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$
2 ± 2	2 ± 2	21 ± 5	40 ± 6

La comparaison des deux méthodes donne la répartition suivante :

$\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$	$\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$	$\bar{\Sigma}^\circ\Sigma^\circ$	$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$
4 ± 2	2 ± 1	20 ± 4	39 ± 6

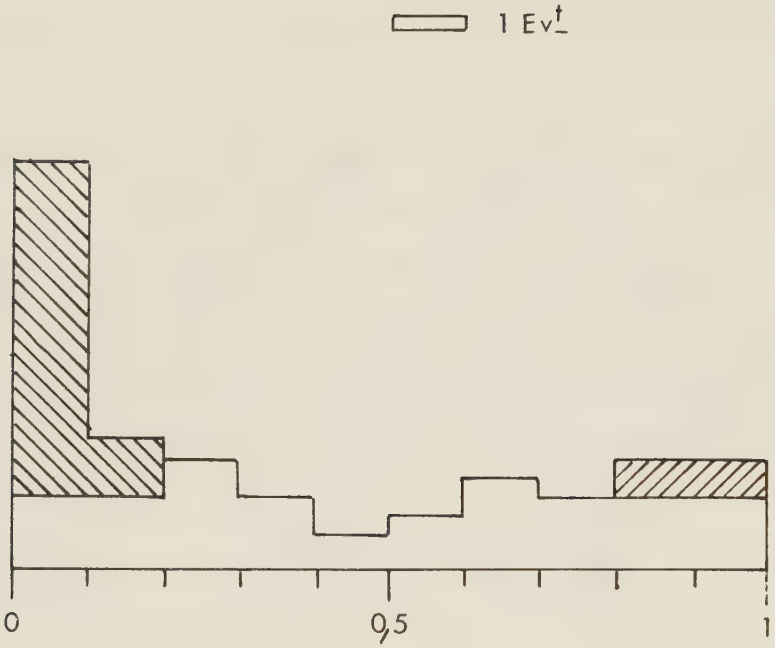
EVENEMENTS SANS HYPOTHESE

Le diagramme IV.9 comporte les zones $\bar{\Sigma}^\circ\Sigma^\circ$ et $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$ déterminées par les résultats du paragraphe précédent, ainsi que les zones déjà connues.

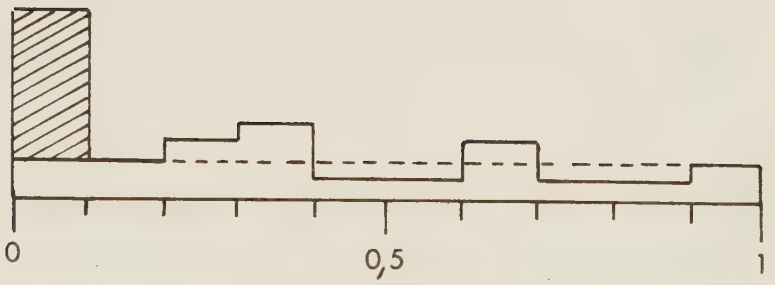
Les événements sans hypothèse se répartissent uniformément dans l'ensemble du diagramme ; leur classement est le suivant :

$\bar{\Lambda}\Lambda$	$\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$	$\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$	$\bar{\Sigma}^\circ\Sigma^\circ$	$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$
6 ± 2	6 ± 3	5 ± 1	6 ± 2	6 ± 1

Leur distribution en probabilité de χ^2 est représentée par l'histogramme IV.8.b : c'est une distribution plate, de



a _ $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^{o}$



b _ Sans hypothèse

Fig IV _ 8

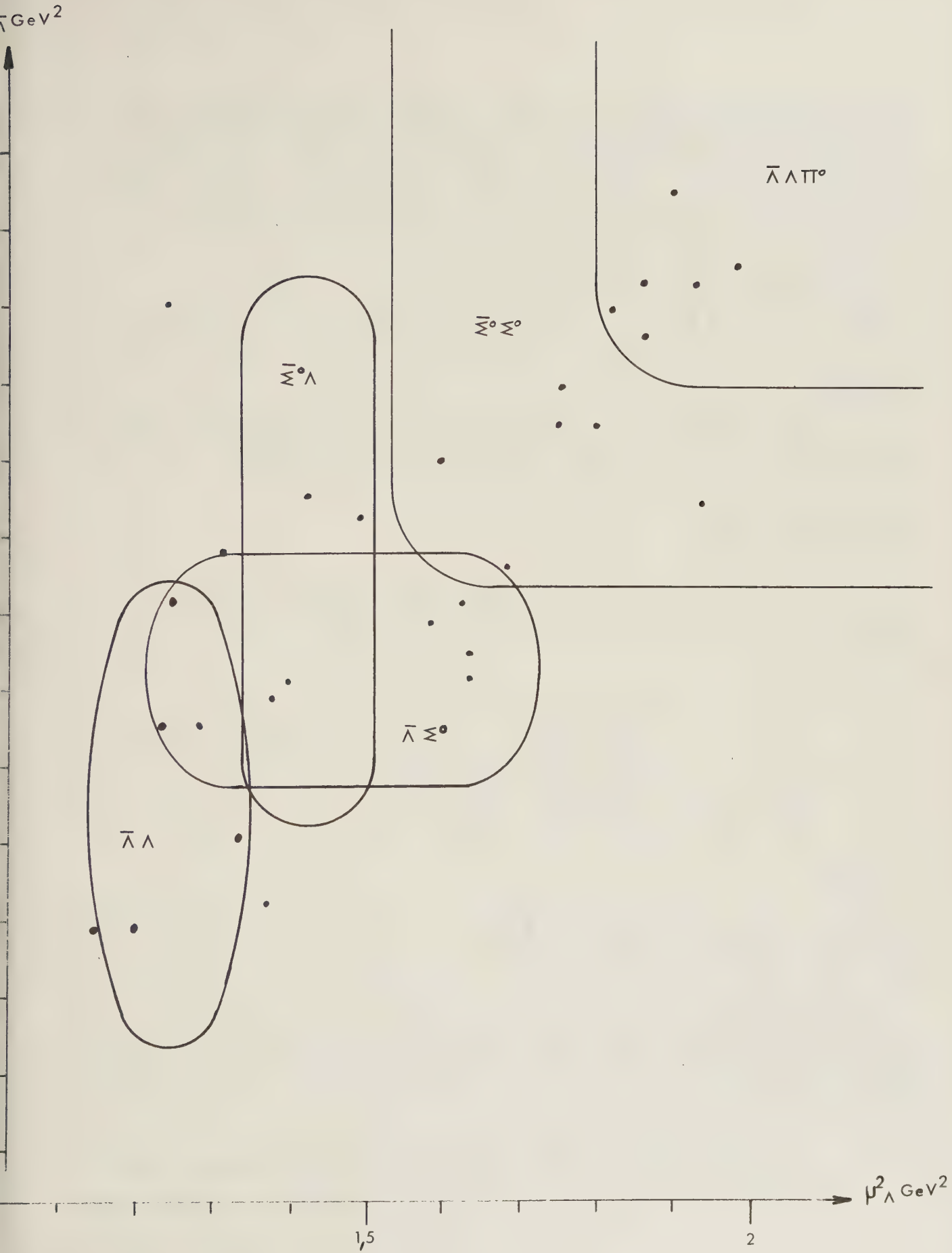

$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$
$\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$
$\bar{\Sigma}^0\Lambda$
$\bar{\Lambda}\Sigma^0$
$\bar{\Lambda}\Lambda$
GeV^2
μ^2_Λ GeV^2
1,5
2

Fig IV - 9

deux événements par canal, avec un excès de 8 événements de probabilité nulle, attribué à des $\bar{\Sigma}^{\circ}\Sigma^{\circ}$, et un événement de probabilité 0,3 qui est classé dans les $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^{\circ}$, avec le quart de la partie plate de la distribution, dont les trois autres quarts sont répartis également entre $\bar{\Lambda}\Lambda$, $\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$, et $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$ faute d'information complémentaire, soit :

$\bar{\Lambda}\Lambda$	$\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$	$\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$	$\bar{\Sigma}^{\circ}\Sigma$	$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^{\circ}$
5 ± 5	5 ± 5	5 ± 5	8 ± 3	6 ± 5

Ces chiffres étant moins précis, ce sont ceux que donne la méthode des masses manquantes qui serbnt retenus.

CLASSEMENT FINAL

La réunion de tous les résultats précédents fournit la répartition finale de tous les événements $\bar{Y}^{\circ}Y^{\circ}$ + neutres :

$\bar{\Lambda}\Lambda$	303 + (20 ± 3) + (6 ± 2)
$\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$	48 + (3 ± 2) + (23 ± 2) +(2 ± 1) + (6 ± 3)
$\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$	50 + (2 ± 1) + (25 ± 2) + (4 ± 2) + (5± 1)
$\bar{\Sigma}^{\circ}\Sigma^{\circ}$	(20 ± 4) + (6 ± 2)
$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^{\circ}$	(39 ± 6) + (6 ± 1)

soit :

$\bar{\Lambda}\Lambda$	$\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$	$\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$	$\bar{\Sigma}\Sigma^{\circ}$	$\bar{\Lambda}\Lambda\pi^{\circ}$	total
329 ± 3	82 ± 4	86 ± 3	26 ± 5	45 ± 6	568

(l'ambigu $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^{\circ}$ ne pouvant être attribué, est abandonné, ce qui ne change rien aux proportions réelles des classes, étant donnéesles erreurs).

Les méthodes utilisées ont donc donné les proportions

de chaque réaction avec une très bonne précision ; si elles n'autorisent pas à attribuer chaque ambigu individuellement à une classe pure, elles permettront néanmoins de calculer des valeurs précises des sections efficaces partielles.

Par la suite, les événements ambigus seront traités séparément, sauf les $\bar{\Lambda}\Sigma^{o}$, $\bar{\bar{\Sigma}}^{o}\Lambda$ qui seront mélangés avec les $\bar{\Lambda}\Sigma^{o}$ et les $\bar{\bar{\Sigma}}^{o}\Lambda$ purs, pour ne plus former qu'une seule classe $\bar{\Lambda}\Sigma^{o} + \bar{\bar{\Sigma}}^{o}\Lambda$ indiscernables, et les $\bar{\Lambda}\Lambda$ ambigus qui seront joints aux $\bar{\Lambda}\Lambda$ purs, ce qui n'apportera qu'une contamination évaluée à 5 événements $\bar{\Lambda}\Sigma^{o}$ ou $\bar{\bar{\Sigma}}^{o}\Lambda$.

CHAPITRE V

CALCUL DES SECTIONS EFFICACES TOTALES

La normalisation des résultats de cette expérience, nécessaire au calcul des sections efficaces, et à la comparaison avec les résultats obtenus par d'autres groupes, nécessite une bonne estimation du classement de tout le lot des évènements qui n'appartiennent pas à la liste des événements mesurés et reconnus, dressée au chapitre précédent.

Les conditions particulières du dépouillement des photos de cette expérience, et de leur mesure, ont fait apparaître un ensemble d'événements qui n'ont pas franchi la dernière étape des programmes d'analyse, et dont il faut examiner la composition probable.

Le nombre réel d'interactions produites doit ensuite être évalué, dans une zone de référence précise, ce qui fournira une estimation des sections efficaces globales.

NOMBRE D'EVENEMENTS PRODUITS DANS LA CHAMBRE

Lors de la réception des photographies au laboratoire, leur exploitation rationnelle reposait tout d'abord sur l'utilisation des tables de dépouillement. La première solution retenue était basée sur l'espoir que l'efficacité d'observation des événements de type 002 serait de l'ordre de 95 % ; étant donné que la découverte d'un seul devait entraîner la recherche du deuxième éventuel, qui, dès lors, devait être vu certainement. Dans ces conditions, un seul

dépouillement suffisait pour assurer une limite supérieure de perte de 5 %.

Pour vérifier cette hypothèse, il fut procédé à un deuxième dépouillement indépendant, d'un film sur dix, et les résultats de cette vérification furent très différents de ceux qui étaient attendus : en effet, l'efficacité s'avérait être de l'ordre de 80 %. Il était donc indispensable de procéder à un deuxième dépouillement complet, qui assurait une perte acceptable de 4 %.

Cependant, pour gagner du temps, les événements trouvés au premier dépouillement furent envoyés en mesure sans attendre les résultats du deuxième. Cette procédure permit de renvoyer, en même temps que le train de mesures du deuxième dépouillement, les événements du premier qui n'étaient pas sortis de la chaîne de programmes, pour une raison quelconque. Les limites de temps n'ont pas permis de procéder à un tel repêchage pour les événements de la deuxième série, ce qui crée une légère inhomogénéité entre les deux dépouillements.

Il fut alors choisi d'abandonner ces événements, sans vérification sur les tables de projection, ni renvoi en mesure, et de poursuivre l'analyse des évènements bien passés. Il s'agit maintenant d'évaluer la composition de ce lot de déchets, et d'en tirer le nombre d'événements qu'il convient d'inclure dans la statistique.

A la suite de l'analyse globale, faite au chapitre précédent, les événements observés aux deux dépouillements pouvaient être répartis de la façon suivante :

$\bar{\Lambda}\Lambda$	574	dont 750 en statistique
$\bar{K}K$	152	
ΛK	55	
non mesurables	18	
Sans sortie GRIND, (mal mesurés ou perdus ou faux)	164	dont 156 en statistique

Parmi les événements qui n'ont pas de sortie GRIND (mal mesurés), vont se trouver obligatoirement tous les faux 002 qui ont échappé aux contrôles, et il ne faudra pas compter ces parasites dans la statistique.

La comparaison des nombres de ces événements douteux trouvés dans les deux dépouillements a donné les valeurs suivantes, pour un lot de 139 :

trouvés au premier dépouillement seul : 30 = l

trouvés au deuxième dépouillement seul : 58 = m

trouvés aux deux dépouillements : 51 = n

La différence $m - l = 28$ s'explique bien par l'absence de vérification du deuxième dépouillement : elle est probablement constituée d'événements qui auraient pu être récupérés, et il convient de les joindre aux événements attribués. Cette façon de faire est justifiée par ailleurs, par le fait que l'efficacité du deuxième dépouillement pour les bons événements, qui était un peu plus faible que celle du premier, s'en trouve maintenant rapprochée.

Deux hypothèses extrêmes peuvent alors être envisa-

gées : ou bien les événements mal mesurés sont tous de vrais 002, la difficulté de la mesure étant corrélée à la difficulté d'observation, ce qui expliquerait la baisse de l'efficacité a, et le nombre vrai N d'événements correspondant à ce lot serait déterminé par :

$$\left| \begin{array}{l} a(1-a)\,N = 30 \\ a^2\,N = 51 \end{array} \right. \quad \text{d'où} \quad \left| \begin{array}{l} a = 0{,}63 \\ N = 128 \end{array} \right.$$

ou bien il n'y a pas de corrélation entre la difficulté de la mesure et celle de l'observation, et l'efficacité a est la même que pour les événemens bien mesurés, soit 0,8, mais dans chaque dépouillement se trouve un certain nombre X de faux 002, qui, choisis de façon absolument aléatoire, n'ont aucune chance d'apparaître dans les deux dépouillements, et le nombre N de bons 002 est déterminé par :

$$a(1-a)N + X = 30$$

$$a^2\,N = 51$$

avec $a = 0{,}8$

soit : $N = 80$ $\qquad$ $X = 27$

En l'absence d'autres renseignements sur ces cas, il convient de prendre $N = 105 \pm 25$ pour le lot de 139 événements vus.

Le total des événements de type 002 visibles dans la chambre, dans le lot de photos en statistique, s'établit maintenant de la façon suivante : parmi les 156 événements mal mesurés, $28 \times \frac{156}{139} \sim 30$ vont dans le lot classé, et les 120 autres correspondent à $\frac{156}{139} \times (105 \pm 25) \; N \; 115 \pm 28$ bons événements visibles (mais pas tous vus). Les $750 + 30 = 780$ événements bien mesurés sont vus avec une efficacité globale de $0{,}96 \pm 0{,}01$, c'est-à-dire qu'ils correspondent à $\frac{780}{0{,}96} = 812 \pm 8$. Le total

est donc : 812 + 115 = 927 ± 29

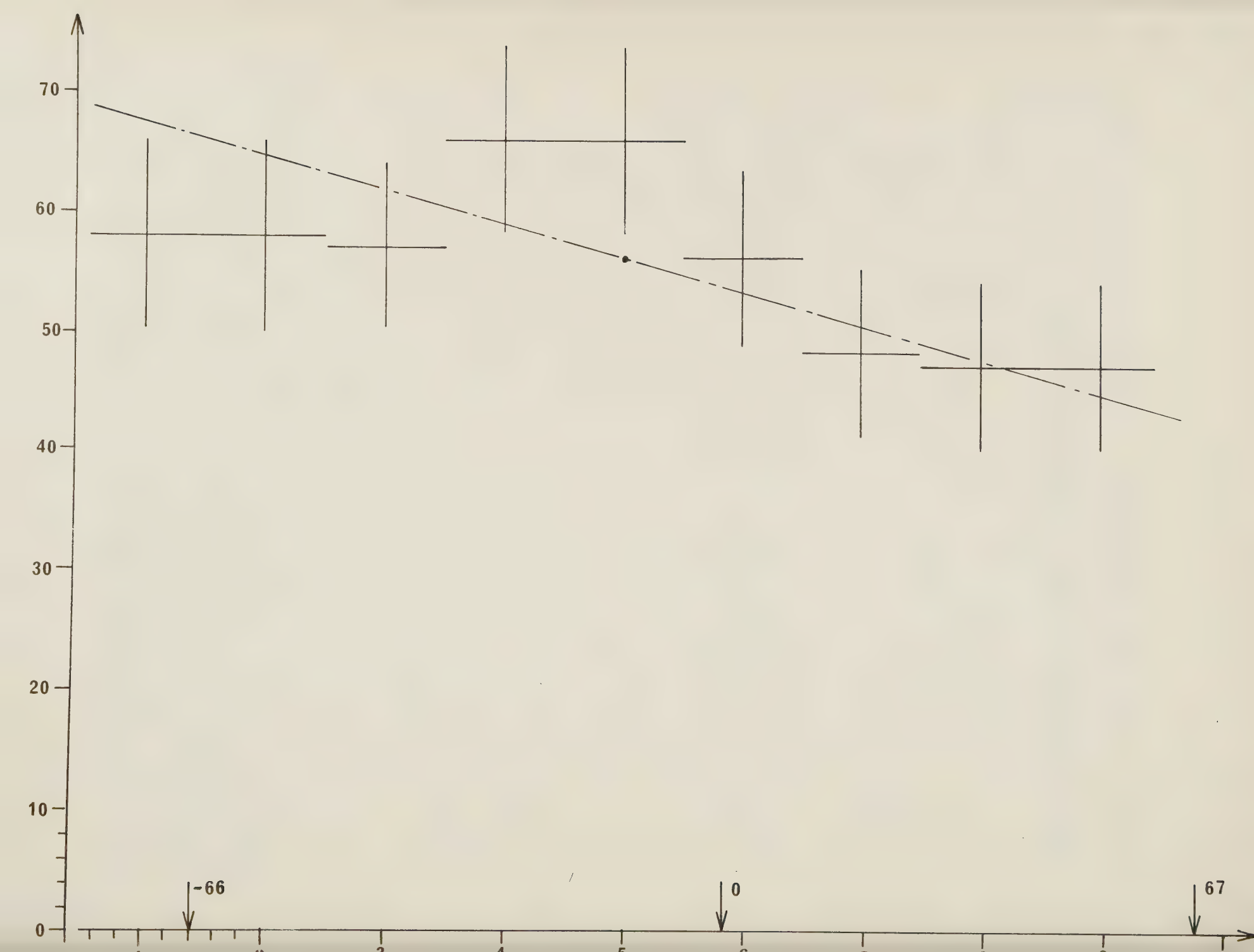
NOMBRE D'INTERACTIONS DANS LA ZONE DE REFERENCE

Les calculs ci-dessus ont fourni l'estimation du nombre total d'interactions de type 002 dans le lot de photos pris en statistique. Il s'agit maintenant d'estimer le nombre de celles de ces interactions qui ont lieu dans la zone de référence, afin d'en déduire les probabilités de chaque réaction.

La distribution des abscisses des interactions apparaît sur la figure V-1. Les canaux de l'histogramme contiennent les nombres d'interactions de 15 en 15 cm. 541 événements, tous ayant un $\bar{\Lambda}$ et un Λ dans l'état final, figurent dans l'histogramme, 9 étant produits en $x < -80$ cm, et 3 en $x > 70$ cm ; la perte des V° en bout de chambre se manifeste dans le dernier canal ; pour que cette perte n'influence pas l'estimation, le point moyen de la distribution a été évalué avec les 9 canaux précédents, donnant $x = -12{,}5$ cm, et $n = \frac{503}{9} = 55{,}9$. Tout ajustement d'une courbe de distribution théorique doit passer par ce point, et la décroissance exponentielle peut être bien représentée par une droite de pente a telle que, dans la zone de référence

$$y_1 - y_2 = a(x_1 - x_2) = y_1\left[1 - e^{k(x_1 - x_2)}\right]$$

Cette zone de référence a été définie comme le volume délimité en avant et en arrière par les niveaux des couples de croix d'entrée et de sortie de la glace avant, regardées en projection sur la vue n° 3. Les abscisses limites de cette zone s'obtiennent donc en projetant ces croix sur le plan médian de la chambre, du point nodal de la caméra de sortie.


70
60
50
40
30
20
10
0
-66
0
67

La distance géométrique de ce point nodal objet au plan des croix (face interne de la glace avant) étant 243,0 ± 0,5 cm, l'épaisseur totale de verre traversée étant 24,13 cm, et l'indice n = 1,5267, la distance optique correspondante est :

$$d_1 = 243 - (1 - \frac{1}{1,53})\ 24 = 234,7 \text{ cm}$$

D'autre part, la chambre a une profondeur de 50,64 cm, et est remplie d'hydrogène liquide dont l'indice de réfraction est n = 1,101 ; le faisceau étant bien centré, comme le montre l'histogramme III-7, la distance optique du plan des croix au plan médian est donc :

$$d_2 = \frac{50,6}{2 \times 1,1} = 23 \text{ cm}$$

Enfin, le point nodal de la caméra 3 a pour abscisse + 30 cm, et les couples de croix - 57,5 cm et + 63,5 cm, ce qui donne les limites :

$$x_1 = 30 + (- 57,5 - 30)(1 + \frac{d_2}{d_1}) = - 66 \text{ cm}$$

$$x_2 = 30 + (63,5 - 30)(1 + \frac{d_2}{d_1}) = + 67 \text{ cm}$$

Cette zone est donc bien centrée dans la chambre (x_o = + 0,5 cm), et a pour longueur totale 133 cm, ce qui correspond, compte tenu de la courbure et de l'inclinaison des traces, à une longueur le long du faisceau de 134 ± 1 cm, valeur utilisée pour les calculs de section efficace.

A partir du point moyen de la distribution x = - 12,5 n = 56, et la pente de cette distribution, la hauteur n' au

point x_o se déduit de :

$$n - n' = a(x - x_o) = - 13\ a$$

la pente a est déterminée par le fait que 0,33 des antiprotons et 0,16 des π^- incidents interagissent dans la zone de référence, soit environ 0,3 des particules incidentes pouvant produire des 002. Ceci revient à dire que la probabilité d'interaction diminue de 30 % tous les 133 cm, soit, dans l'approximation linéaire admise, de $\frac{0,3 \times 13}{133} = 0,029$ de x à x_o, donc :

$$n - n' = 0,029\ n \text{ ou } n' = 0,971$$

$$n = 54,4$$

Le nombre des canaux de l'histogramme compris dans la zone de référence est égal à $\frac{133}{15} = 8,86$, donc le nombre total d'événements compris dans la surface délimitée par les droites $x = x_1$, $x = x_2$ et la droite représentant la distribution théorique ajustée est égal à :

$$N = 54,4 \times 8,86 = 482$$

Ce calcul a la signification suivante : à 541 événements $\Lambda\bar{\Lambda}$ vus dans toute la chambre, correspondent 482 événements créés dans la zone de référence, et qui auraient été vus si la chambre avait eu un volume infini. Cette procédure permet donc d'estimer le nombre d'interactions sans faire appel à des calculs de poids de chaque événement, déterminé par la longueur potentielle. C'est l'un des avantages d'une grande chambre : la zone dans laquelle la perte se fait sentir ne représente qu'une petite fraction du volume utile, de moins de 20 %, alors que dans une chambre de 80 cm, les pertes apparaissent dès le milieu de la chambre, ce qui rendrait le

calcul ci-dessus trop imprécis.

Ce résultat, valable pour les $\bar{\Lambda}\Lambda$, est généralisé à tous les 002, dont la distribution en moment et en longueur n'est pas très différente : le rapport $\left\langle \frac{l}{p} \right\rangle = \frac{t}{m}$ vaut en effet $1{,}75\ 10^{-10}$ s.-GeV^{-2} pour le K°_1, et $2{,}25\ 10^{-10}$ s-GeV^{-2} pour le Λ, et le domaine des variations des impulsions est sensiblement le même pour les trois classes de réactions possibles.

L'erreur sur la proportion $\frac{482}{541}$ se déduit du calcul ci-dessus :

$$N = n \times 0{,}971 \times 8{,}86$$

et $n = \frac{503}{9}$ d'où $N = k\ 503$

avec $k = \frac{0{,}971 \times 8{,}86}{9} = 0{,}957$

Le total 541 représente la somme des 503 événements comptés dans les 9 canaux utilisés pour le calcul de n, et de 38 événements répartis dans les extrémités de la chambre.

Le rapport $\frac{N}{541}$ peut s'écrire

$$\frac{N}{503 + 38} = \frac{N}{503} \quad \frac{1}{1 + \frac{38}{503}} \sim k \left(1 - \frac{38}{503}\right)$$

L'erreur cherchée vaut donc $\sigma \sim \frac{k\sqrt{38}}{503} = 0{,}012$

En conséquence, le recensement de 927 ± 29 événements visibles dans la chambre entraîne que :

$$(927 \pm 29)\ \left(\frac{482}{541} \pm 0{,}012\right) = 826 \pm 27$$

réactions produisant $\bar{\Lambda}\Lambda$, ou $\bar{K}K$, ou ΛK se désintégrant tous les deux en mode chargé dans la chambre, ou en dehors, ont eu lieu dans la zone de référence.

L'erreur vient presque totalement de la difficulté d'estimer le déchet des événements mal mesurés.

Parmi les 927 ± 29 événements que doit contenir la statistique, 705 ont été vus et reconnus, et répartis en :

$\bar{\Lambda}\Lambda$	513 ± 1
$\bar{K}K$	146 ± 1
ΛK	46 ± 2

correspondant à

$$(513 \pm 1)\left(\frac{482}{541} \pm 0{,}012\right) = 457 \pm 6\ \bar{\Lambda}\Lambda$$

$$(146 \pm 1)(\quad) = 130 \pm 2\ \bar{K}K$$

$$(46 \pm 2)(\quad) = 41 \pm 2\ \Lambda K$$

$$628 \qquad \text{total}$$

produits dans la zone de référence.

Le total des événements produits dans cette zone étant 826 ± 27, il reste à répartir 826 - 628 = 198 ± 27 événements non vus, ou non attribués, ou mal mesurés, dans les trois classes, dans les mêmes proportions que les événements reconnus, avec une erreur supplémentaire due à cette répartition :

$\bar{\Lambda}\Lambda$ $\quad 144 \pm \sqrt{144 + \frac{27 \times 144^2}{198}} = 144 \pm 23$

$\bar{K}K$ $\quad 41 \pm 8$

ΛK $\quad 13 \pm 4$

le total de chaque classe devient alors :

$\bar{\Lambda}\Lambda$ $\quad 601 \pm 24$

$\bar{K}K$ $\quad 171 \pm 8$

ΛK $\quad 54 \pm 5$

Ceci est le résultat de cette expérience, et non pas les nombres attendus d'après la loi de probabilité ; pour le calcul des sections efficaces, il convient d'augmenter la variance d'un terme de fluctuation statistique égal au nombre d'événements observés pour chaque classe, qui est d'ailleurs peu différent du nombre estimé final.

Ainsi, le nombre d'interactions $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^\circ X^\circ$ visibles sous forme de 002 que produit le passage dans la chambre de π^- en quantité égale à ceux qui polluent la zone de référence des photos en statistique est : $n_{\bar{\Lambda}K} = 54 \pm 9$. C'est ce nombre qui a été utilisé pour le calcul de la contamination.

De même, les nombres d'interactions $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}^\circ Y^\circ X^\circ$ et $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^\circ K^\pm X^\circ$ visibles sous forme de 002 que produit le passage du même nombre d'antiprotons que dans cette expérience sont :

$n_{\bar{Y}^\circ Y^\circ} = 601 \pm 34$

$n_{\bar{K}^\circ K^\circ} = 171 \pm 15$

SECTIONS EFFICACES GLOBALES

Tous les éléments du calcul des sections efficaces globales des réactions produisant des paires d'hypérons ou de kaons neutres, et diverses particules neutres, sont maintenant connus.

Sur $(1,719 \pm 0,013)\ 10^6$ traces entrées dans la zone de référence en statistique, $0,294 \pm 0,004$ du total sont des antiprotons qui interagissent, soit $(503 \pm 7)\ 10^3$.

Parmi ces 502 000 interactions, 601 sont du type $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}^\circ Y^\circ X^\circ$, et 171 du type $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^\circ K^\circ X^\circ$, dans lesquels les deux hypérons, ou les deux kaons sont détectés par la désintégration en mode chargé de Λ et $\bar{\Lambda}$, ou de deux K°_1. Ces chiffres sont corrigés des pertes de dépouillement, des pertes de visibilité et de la proportion d'événements aberrants. Les probabilités de ces modes chargés sont (4) : $0,664 \pm 0,011$ pour le Λ, et $0,693 \pm 0,012$ pour le K°_1. Le K° étant un mélange 50 % K°_1, 50 % K°_2, et le K°_2 ayant une vie moyenne 650 fois plus longue que celle du K°_1, la probabilité qu'il se désintègre dans la chambre est négligeable, et la probabilité de voir le K° est donc $1/2$ Prob $(K^\circ_1) = 0,346 \pm 0,006$.

Les nombres d'événements créés dans la zone de référence en statistique sont donc :

$\bar{Y}^\circ Y^\circ$ + neutres $\qquad \dfrac{601 \pm 34}{(0,664 \pm 0,006)^2} = 1362 \pm 88$

$\bar{K}^\circ K^\circ$ + neutres $\qquad \dfrac{171 \pm 15}{(0,346 \pm 0,006)^2} = 1428 \pm 135$

La section efficace totale des antiprotons étant 80 ± 1 mb, et le nombre total d'interactions $(502 \pm 5)\ 10^3$, les sections efficaces des événements ci-dessus sont :

$$\sigma\, \bar{Y}^\circ Y^\circ + \text{neutres} = \frac{1362 \pm 88}{503 \pm 7}(80 \pm 1) = \underline{217 \pm 15\ \mu b}$$

$$\sigma\, \bar{K}^\circ K^\circ + \text{neutres} = \frac{1428 \pm 135}{503 \pm 7}(80 \pm 1) = \underline{227 \pm 22\ \mu b}$$

SECTIONS EFFICACES PARTIELLES

Le calcul effectué au paragraphe précédent a donné la section efficace totale des événements $\bar{Y}^\circ Y^\circ$ + neutres :

$$\sigma_{\bar{Y}^\circ Y^\circ X^\circ} = 217 \pm 15\ \mu b$$

leur répartition, évaluée dans le précédent chapitre, permet d'en déduire les sections efficaces partielles :

$$\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda} = \frac{329}{568} \times 217 = 126\ \mu b$$

l'erreur sur $\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda}$ étant celle de $\sigma_{\bar{Y}^\circ Y^\circ X^\circ}$, dans laquelle il faut remplacer le terme statistique (voisin de $\frac{1}{500}$) par le terme statistique portant sur le nombre de $\bar{\Lambda}\Lambda$ observés, soit $\frac{1}{329}$:

$$\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 126 \pm 10\ \mu b$$

de même :

$$\begin{aligned} \sigma_{\bar{\Lambda}\Sigma^\circ + \Sigma^\circ\Lambda} &= 64 \pm 6 \\ \sigma_{\bar{\Sigma}^\circ \Sigma^\circ} &= 10 \pm 2 \\ \sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ} &= 17 \pm 3 \end{aligned}$$

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Les histogrammes de la figure V.2 représentent les distributions angulaires des $\bar{\Lambda}\Lambda$, et $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ + \bar{\Sigma}^\circ\Lambda$, ce mélange étant possible car les sections efficaces totales et différentielles des deux réactions conjuguées sont bien égales, dans les limites des erreurs, comme le prévoit la théorie.

Par ailleurs, le fait que les distributions $\bar{\Lambda}\Lambda$, et $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ + \bar{\Sigma}^\circ\Lambda$ aient la même allure, permet d'intégrer dans la distribution $\bar{\Lambda}\Lambda$, les 25 événements ambigus dont il a été dit au chapitre IV que 5 pouvaient être des $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$ ou $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$, sans risque de déformation de l'histogramme. De même, les ambigus $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$, $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$ ont été joints au mélange $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ + \bar{\Sigma}^\circ\Lambda$, ce qui en améliore sensiblement la statistique.

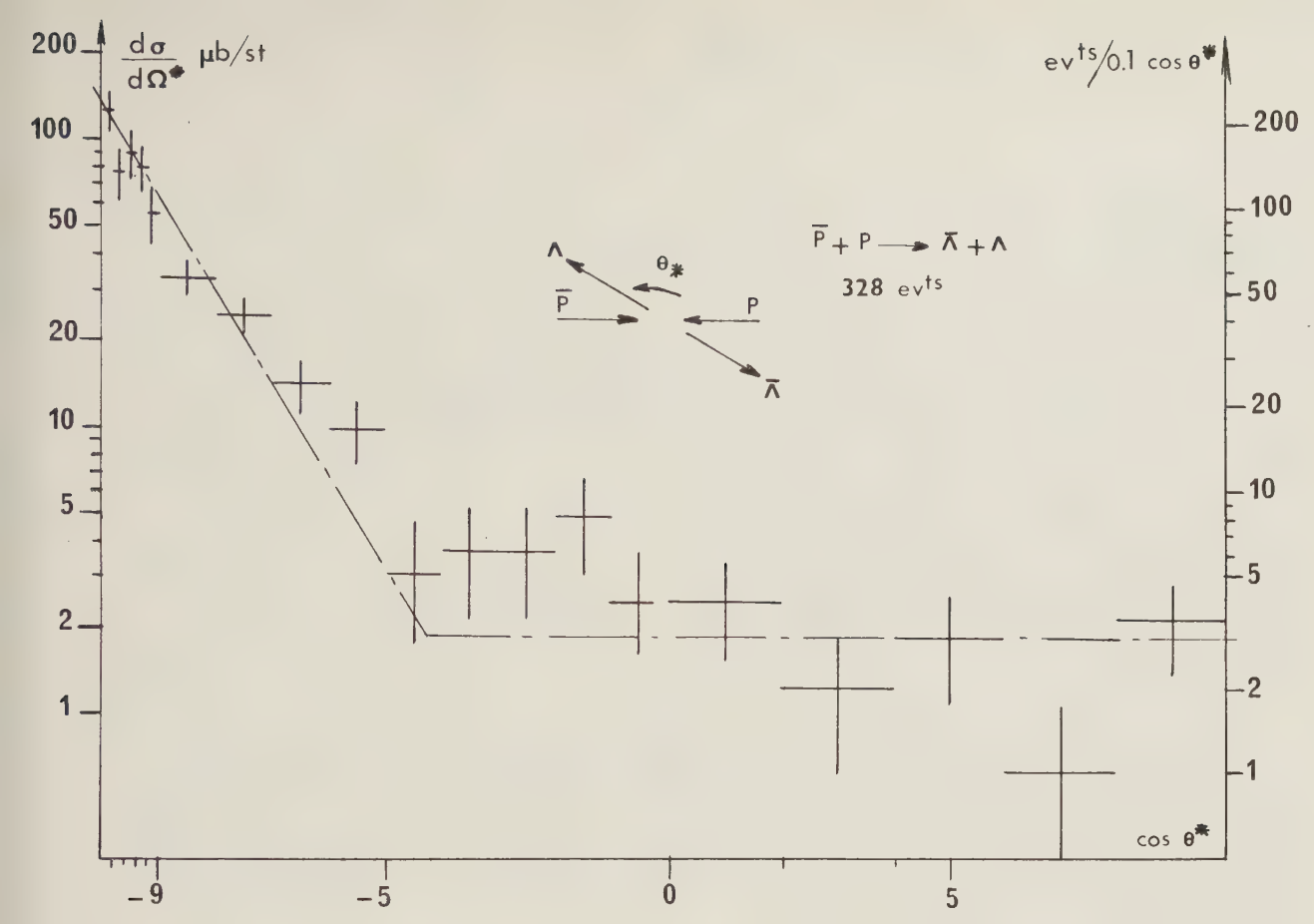
Les deux dixtributions $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ des $\bar{\Lambda}\Lambda$, et $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$, $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$, présentent le pic caractéristique de l'émission de l'antihypéron vers l'avant, dont la courbe est très proche d'une exponentielle, et qui se raccorde vers $\cos\theta = 0{,}5$, à un fond plat jusqu'à $\cos\theta = -1$. La section efficace totale des événements dans lesquels l'antihypéron est émis vers l'arrière ($\cos\theta < 0$) est, respectivement, $11 \pm 3\ \mu b$ pour les $\bar{\Lambda}\Lambda$, et 8 ± 2 pour les $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$, $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$. La partie exponentielle peut être représentée par l'équation

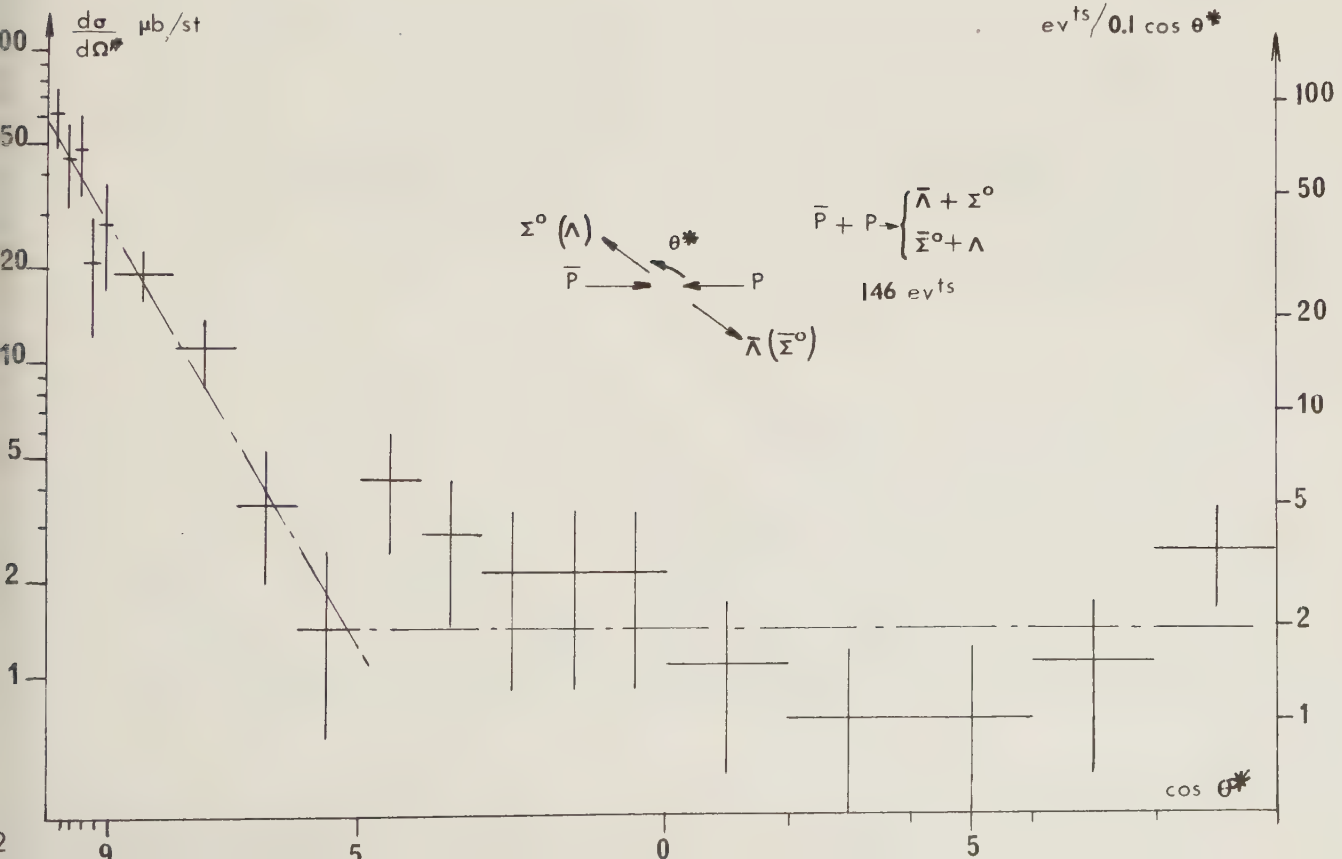
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A\, e^{-\lambda(1-\cos\theta)}$$

le coefficient λ a les valeurs suivantes :

pour $\bar{\Lambda}\Lambda$, $\lambda = 6{,}0 \pm 1{,}5$

pour $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$, $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$, $= 8{,}5 \pm 2$


dσ/dΩ* μb/st
ev^ts/0.1 cos θ*
200
100
50
20
10
5
2
1
cos θ*
-9
-5
0
5
θ*
Λ
P̄
P
Λ̄
P̄ + P → Λ̄ + Λ
328 ev^ts


dσ/dΩ* μb/st
ev^ts/0.1 cos θ*
100
50
20
10
5
2
1
cos θ*
9
5
0
5
Σ° (Λ)
θ*
P̄
P
Λ̄ (Σ̄°)
P̄ + P → Λ̄ + Σ°
Σ̄° + Λ
146 ev^ts

CONCLUSION

L'organisation matérielle de l'expérience a imposé certaines limites à sa précision : un deuxième dépouillement complet a été rendu nécessaire par la faible efficacité du premier ; le retard causé à la mesure a fait abandonner la vérification complète des événements rejetés, ce qui augmente sensiblement l'erreur des sections efficaces, par le fait que le nombre exact d'événements pris à tort dans ce lot n'est pas connu.

La méthode de normalisation à une zone de référence employée ici permet de se passer de l'utilisation d'un poids pour chaque V°, ce qui est rendu possible par la grande taille de la chambre. Les sections efficaces ont été calculées pour les $\bar{K}K$, pour l'ensemble des $\bar{\Lambda}\Lambda$, ainsi que pour les différentes réactions de cette classe. Les résultats importants pour la suite de l'étude sont :

$$\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 126 \pm 10\ \mu b \qquad \sigma_{\bar{\Lambda}\Sigma^\circ + \bar{\Sigma}^\circ\Lambda} = 64 \pm 6\ \mu b$$

Les distributions angulaires sont également données pour ces deux réactions, et sont caractérisées par la collimation exponentielle vers l'avant bien connue. Elles seront étudiées en détail au chapitre VIII.

CHAPITRE VI

FORMALISME DE L'ETUDE PHYSIQUE

L'un des aspects de l'étude physique de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, et des réactions $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$ ou $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$, sera la mesure des polarisations et des corrélations de spin. Ce rappel des principales propriétés des polarisations, de la matrice densité, et du formalisme de l'hélicité doit servir à préciser les conventions et les méthodes des calculs qui seront utilisées au chapitre suivant.

Après la définition de l'état initial et de l'état final au moyen de leurs matrices densité, exprimées en fonction de la polarisation de chaque particule, et des corrélations entre leurs spins, l'étude sommaire de la matrice de transition et des amplitudes de diffusion des réactions considérées permettra d'exprimer l'état final en fonction de l'état initial et, par là, d'exprimer les amplitudes d'hélicité en fonction des résultats des mesures de polarisation.

ETAT INITIAL

Le système initial se compose de l'antiproton du faisceau et du proton cible de la chambre, qui sont considérés ici uniquement dans le centre de masse de la réaction. Ces deux particules ont le spin 1/2, et l'état initial est donc un mélange de quatre états de spin, qu'il faut classer en repérant la composante du spin de chaque particule dans une direction fixe. Pour une particule en mouvement, de nom-

breuses difficultés apparaissent ; le formalisme de l'hélicité est un moyen commode d'y échapper (601).

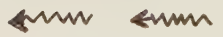
L'hélicité peut être définie comme la composante du moment angulaire total de la particule sur sa ligne de vol ; le moment orbital n'ayant pas de composante dans cette direction, cela permet de ne plus séparer l'opérateur du moment angulaire en opérateur de spin et opérateur de moment orbital.

Les nombres quantiques de l'état initial sont donc : E, énergie totale dans le centre de masse, J, moment angulaire total, M = Jz composante de J sur Oz, λ_a hélicité de l'antiproton = ± 1/2, λ_b hélicité du proton = ± 1/2 ; la fonction d'onde du système dans l'état pur λ_a, λ_b s'écrit donc :

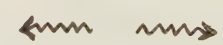
$$\Psi(\theta,\varphi) = |E,J,M,\theta,\varphi,\lambda_a,\lambda_b\rangle$$

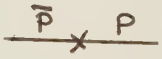
Les hélicités sont mesurées dans le sens de l'impulsion de chaque particule ; la direction Oz étant définie par l'impulsion de l'antiproton, l'antiproton se déplace dans la direction $\theta = 0$, $\varphi = 0$, et le proton dans la direction $\theta' = \pi$, $\varphi' = \pi$, et les quatre états d'hélicité sont :

$|+ +\rangle$

$|- +\rangle$ 

$|+ -\rangle$

$|- -\rangle$ 



Ils forment les quatre vecteurs orthonormés de base du système initial à E, J, M donnés. L'état du système est un mélange de ces quatre états purs. Si le faisceau et la cible ne sont pas polarisés, et si les états de spin des deux particules ne sont pas corrélés, le mélange est statistique. La

matrice densité du système est la matrice jointe, opérant sur l'espace des spins de l'antiproton, et sur celui du proton (2) $\rho^{\lambda_b \lambda'_b}_{\lambda_a \lambda'_a}$; tous les états de spin étant également probables, cette matrice s'écrit :

$$\rho = 1/4 \; \mathbb{1}$$

Il est évident que les protons de la chambre à bulles ne sont pas polarisés ; de même, il ne saurait y avoir de corrélation entre leurs spins et ceux des antiprotons du faisceau. Par contre, la possibilité de polarisation du faisceau ne doit pas être exclue a priori : si les protons de l'accélérateur et de la cible ne sont pas polarisés, la production d'antiprotons conservant la parité, leur polarisation est uniquement transverse. L'angle d'émission étant faible ($< 10°$), cette polarisation transverse ne peut pas être très élevée. Les mesures montreront que la polarisation totale du faisceau peut bien être considérée comme nulle.

Si toutefois il existe une composante P_z de la polarisation, les probabilités des états de spin + 1/2 et - 1/2 de l'antiproton sont, respectivement, $\frac{1 + P_z}{2}$, $\frac{1 - P_z}{2}$, et la matrice densité devient :

$$\rho = 1/4 \begin{array}{c} \begin{matrix} ++ & - + & + - & - - \end{matrix} \\ \begin{pmatrix} 1 + P_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - P_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + P_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 - P_z \end{pmatrix} \end{array} \begin{matrix} ++ \\ -+ \\ +- \\ -- \end{matrix}$$

Si la polarisation a des composantes P_x et P_y, la matrice densité de l'antiproton seul est :

$$\rho_{\bar{P}} = 1/2 \begin{pmatrix} 1 + P_z & \alpha \\ \beta & 1 - P_z \end{pmatrix}$$

et les valeurs moyennes des matrices de Pauli σ_x et σ_y doivent être égales à P_x et P_y :

$$Tr\, \sigma_x \rho = \frac{1}{2}(\alpha + \beta) = P_x$$

$$Tr\, \sigma_y \rho = \frac{i}{2}(\alpha - \beta) = P_y$$

d'où $\alpha = P_x - iP_y$ $\qquad$ $\beta = P_x - iP_y$

et la matrice du système s'écrit :

$$\rho_{\bar{P}P} = 1/4 \begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y & 0 & 0 \\ P_x + iP_y & 1 - P_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + P_z & P_x - iP_y \\ 0 & 0 & P_x + iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix}$$

ou encore :

$$\rho = \frac{1}{4}\mathbb{1} + \frac{1}{4}\begin{pmatrix} P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & -P_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Si le faisceau est polarisé, il faut donc ajouter à la matrice densité du système sans polarisation un terme correcteur égal à :

$$\frac{1}{4}\left(P_x \sigma_x + P_y \sigma_y + P_z \sigma_z\right) \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{4}\left(\vec{P} \cdot \vec{\sigma_P}\right) \times \mathbb{1}_P$$

produit direct de la matrice unité du proton par la matrice produit contracté du spineur de l'antiproton par le vecteur de polarisation.

Les différents états du système peuvent également être décrits au moyen de quatre autres vecteurs de base, définis par le spin total et sa projection sur Oz : $|\lambda, \lambda_2>$. La base nouvelle se déduit de l'ancienne, à l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan :

$$|0,0> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|++> - |-->)$$
$$|1,-1> = |-+>$$
$$|1,0> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|++> + |-->)$$
$$|1,1> = |+->$$

L'intérêt de ce système est de faire apparaître comme vecteurs de base les états singlet et triplets de l'approximation non relativiste. Pour simplifier les calculs, il est plus intéressant de remplacer $|1,-1>$ et $|1,+1>$ par les deux superpositions (602)

$$|1> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|-+> |+->) \qquad |33> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|-++> + |+-->)$$

la nouvelle base s'écrit donc :

$$|0> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|++> - |-->) \quad \text{singlet}$$
$$|1> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|-+> - |+->)$$
$$|2> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|++> + |--->)$$
$$|3> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|-+> + |+->) \quad \Big\} \text{ triplet}$$

La matrice de transformation qui fait passer du premier système au second est :

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

La matrice densité du système de polarisation est évidemment toujours $\frac{1}{4}\mathbb{1}$ dans cette base. Si le faisceau est polarisé, elle devient :

$$\rho = \frac{1}{4}\mathbb{1} + \frac{1}{4} M \left(\vec{p}\, \vec{\sigma}_{\vec{p}} \times \mathbb{1}_p \right) M^+$$

$$= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & P_x & P_z & -iP_y \\ P_x & 1 & iP_y & -P_z \\ P_z & -iP_y & 1 & P_x \\ iP_y & -P_z & P_x & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{4} \left[\begin{array}{c|c} \mathbb{1} + \sigma_x P_x & \sigma_y P_y + \sigma_z P_z \\ \hline \sigma_y P_y + \sigma_z P_z & \mathbb{1} + \sigma_x P_x \end{array}\right]$$

ETAT FINAL

Le système final est composé de deux particules de spin $\frac{1}{2}$, $\bar{\Lambda}\Lambda$ ou $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$ ou $\bar{\Sigma}^\circ\Lambda$. L'état final dépend de l'énergie E', du moment angulaire total J, de sa projection $M = J_z$ sur Oz, des hélicités λ_c , λ_d des deux particules, et de la direction d'émission de l'antiparticule (θ, φ).

Il n'est pas nécessaire de connaître explicitement la fonction d'onde du système, mais il faut préciser les

phases relatives des différents états, ce qui peut être fait simplement, de la façon suivante :

l'état d'impulsion p et de direction (θ , φ) est défini à partir de l'état p, 0, 0 par la rotation d'angles d'Euler (φ , θ , 0) :

$$|p, \theta, \varphi ; \lambda> = R_{\varphi, \theta, 0} |p, 0, 0 ; \lambda>$$

une rotation ne changeant pas l'hélicité ; l'état $|p, 0, 0; \lambda>$ est lui-même défini, par une transformation de Lorentz, à partir de l'état $|0, 0, 0, \lambda>$, λ étant invariant par cette transformation si la direction de p ne change pas.

Pour ce dernir état, représentant la particule au repos, le moment angulaire total est réduit au spin, ce qui donne les transformations entre les deux vecteurs propres :

$$\frac{1}{2}(\sigma_x \pm i\sigma_y) |0 ; \lambda> = \sqrt{s(s+1) - \lambda(\lambda \pm 1)} \, |0 ; \lambda \pm 1>$$

soit

$$\frac{1}{2}(\sigma_x + i\sigma_y) |0 ; -\tfrac{1}{2}> = |0 ; \tfrac{1}{2}>$$

et

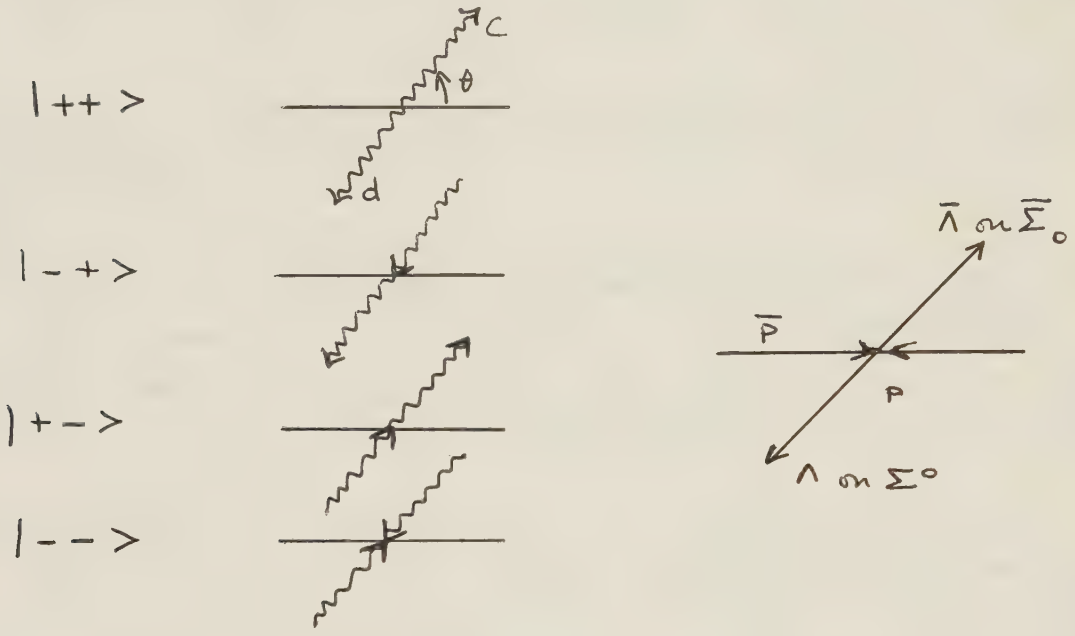
$$\frac{1}{2}(\sigma_x - i\sigma_y) |0 ; \tfrac{1}{2}> = |0 ; -\tfrac{1}{2}>$$

σ_x et σ_y étant les matrices de Pauli.

La rotation R (φ , θ , φ) permet de définir un nouvel axe Oz dirigé suivant l'impulsion de l'antiparticule, et l'axe Ox étant perpendiculaire au plan de production. Les vecteurs $|jm, \theta, \varphi ; \lambda_c, \lambda_d>$ deviennent alors $\sqrt{\frac{2j+1}{4\pi}} \, D^{j*}_{m\mu}(\varphi, \theta, -\varphi) |jm, 0, 0; \lambda_c, \lambda_d>$ avec $\mu = \lambda_c - \lambda_d$ $D^{j*}_{m\mu}$ étant la matrice associée à la rotation R (φ , θ , 0), et définie par :

$$R_{\alpha, \beta, \gamma} |j\, m> = \sum_{m'} D^{j}_{m'm}(\alpha, \beta, \gamma) |j\, m'>$$

Les hélicités sont comptées dans la direction de l'impulsion de chaque particule, l'antiparticule c étant toujours notée en premier :



La matrice densité de ce système est une matrice 4 x 4 donc à 16 éléments complexes, c'est-à-dire 32 paramètres réels ; la condition d'hermiticité donne 16 relations : $\rho_{ij} = \rho^*_{ji}$, (les termes diagonaux sont réels et tous positifs) et la normalisation $\mathrm{Tr}\,\rho = 1$ réduit à 15 le nombre total de paramètres réels.

Si les spins des deux particules ne sont soumis à aucune contrainte, le système est un mélange statistique dont la matrice densité est $\frac{1}{4}\mathbb{1}$. Si les spins sont soumis aux relations les plus générales, il s'ajoute à $\frac{1}{4}\mathbb{1}$ une matrice de trace nulle dont les éléments dépendent de 15 paramètres réels (fonctions de θ et φ).

Les polarisations (2 x 3 composantes) et corrélations de spin (9 termes) des deux particules fournissent un jeu de 15 paramètres réels indépendants, qui vont permettre d'exprimer la matrice densité. Les corrélations de spin sont bien à priori indépendantes des polarisations ; en effet, dans le mélange $\frac{1}{\sqrt{2}} |++> + \frac{1}{\sqrt{2}} |--> $, par exemple, les polarisations longitudinales sont nulles, alors que la corrélation des composantes longitudinales des spins est + 1 :

$$P_{1z} = P_{2z} = 0 \qquad C_{zz} = +1$$

de même, dans $\frac{1}{\sqrt{2}} |+-> + \frac{1}{\sqrt{2}} |-+>$,

$$P_{1z} = P_{2z} = 0 \qquad \text{alors que } C_{zz} = -1$$

Par contre, toutes ces quantités seront soumises à un jeu d'inégalités ; par exemple, si P_{1z} et P_{2z} ne sont pas nuls, il y a nécessairement une corrélation C_{zz}, et à la limite, $P_{1z} = P_{2z} = 1$ entraîne $C_{zz} = 1$.

Pour définir toutes ces quantités, il faut se placer dans le centre de masse respectif de chaque particule, afin d'éviter les difficultés de définition de la direction du spin et des opérateurs de spin des particules relativistes. Les systèmes d'axes sont alors ceux de la figure VI.1.

Les corrélations de spin sont positives lorsque les composantes correspondantes des deux spins ont le même signe, dans les deux systèmes de coordonnées respectifs.

Les 16 matrices 4 x 4 $\sigma_{ij} = \sigma_i' \times \sigma_j^2$, obtenues par produit direct des 4 matrices 2 x 2 $\sigma_0 = 1$ et $\sigma 1, 2, 3$ les matrices de Pauli, définies dans les bases respectives des deux particules, forment une base complète orthonormée

des matrices 4 x 4 : (603)

$$T_R \sigma_{ij} \sigma_{kl} = 4 \delta_{ik} \delta_{jl}$$

Par conséquent, la matrice densité ρ peut se décomposer suivant cette base :

$$\rho = \sum_{ij} \rho_{ij} \sigma_{ij}$$

les coefficients ρ_{ij} étant les projections de ρ sur les matrices de base :

$$\rho_{ij} = \frac{1}{4} T_R \sigma_{ij} \rho$$

Et il apparaît que :

$$4 \rho_{10} = T_R (\sigma_1 \times \mathbb{1}) \rho = P_{1x}$$

de même

$$4\rho_{20} = P_{1y} \qquad 4\rho_{30} = P_{1z}$$

$$4\rho_{01} = P_{2x} \qquad 4\rho_{02} = P_{2y} \qquad 4\rho_{03} = P_{2z}$$

Par définition, les 9 autres termes $4\rho_{ij} (ij \neq 0)$ sont les corrélations de spin des deux particules :

$$C_{ij} = T_r (\sigma_i \times \sigma_j) \rho$$

Tous les coefficients P_i, P_j, C_{ij} sont réels, puisque toutes les σ_{ij} et ρ sont hermitiques, ce qui entraîne $T_r (\sigma_{ij} \rho)$ réel. Ils sont tous inférieurs à 1 en valeur absolue.

L'expression de la matrice densité au moyen de ces

paramètres est donc :

$$\rho = \sum_{ij} \rho_{ij}\,\sigma_{ij} = \frac{1}{4}\left[\mathbb{1} + \sum_i P_{1i}\,\sigma_i \times \mathbb{1} + \sum_j P_{2j}\,\mathbb{1} \times \sigma_j + \sum_{ij} C_{ij}\,\sigma_i \times \sigma_j\right]$$

avec $i \neq 0$, $j \neq 0$

C_{xy}, par exemple, est le coefficient de la matrice :

$$\sigma_1 \times \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (0) & -i\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ i\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} & (0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Le tableau I donne le résultat du calcul.

Les propriétés de la matrice densité imposent que tous les P_i, P_j et C_{ij} soient réels et de module $\leqslant 1$. Les termes diagonaux doivent être réels et compris entre 0 et 1, étant les densités des états de base dans le mélange ( ); cela impose les conditions :

$$0 < 1 + P_{1z} + P_{2z} + C_{zz} < 4$$
$$0 < 1 - P_{1z} + P_{2z} - C_{zz} < 4$$
$$0 < 1 + P_{1z} - P_{2z} - C_{zz} < 4$$
$$0 < 1 - P_{1z} - P_{2z} + C_{zz} < 4$$

ce qui, compte tenu du fait que $|C_{zz}| \leqslant 1$, donne :

$$|P_{1z} - P_{2z}| < 1 - C_{zz}$$
$$|P_{1z} + P_{2z}| < 1 + C_{zz}$$

TABLEAU I

$$\rho = \frac{1}{4}$$

+ +	− +	+ −	− −	
$1+P_{1z}+P_{2z}+C_{zz}$	$P_{1x}-iP_{1y}+C_{xz}-iC_{yz}$	$P_{2x}-iP_{2y}+C_{2x}-iC_{zy}$	$C_{xx}-iC_{xy}-iC_{yx}-C_{yy}$	++
$P_{1x}+iP_{1y}+C_{x2}+iC_{yz}$	$1-P_{1z}+P_{zz}-C_{zz}$	$C_{xx}-iC_{xy}+iC_{yx}+C_{yy}$	$P_{2x}-iP_{2y}-C_{2x}+iC_{zy}$	−+
$P_{2x}+iP_{2y}+C_{zx}+iC_{zy}$	$C_{xx}+iC_{xy}-iC_{yx}+C_{yy}$	$1+P_{1z}-P_{2z}-C_{zz}$	$P_{1x}-iP_{1y}-C_{xz}+iC_{yz}$	+−
$C_{xx}+iC_{xy}+iC_{yx}-C_{yy}$	$P_{2x}+iP_{2y}-C_{zx}-iC_{zy}$	$P_{1x}+iP_{1y}-C_{xz}-iC_{yz}$	$1-P_{1z}-P_{2z}+C_{zz}$	−−

La matrice densité étant définie positive, ses valeurs propres doivent être définies positives, ce qui impose que l'équation aux valeurs propres :

$$\begin{vmatrix} \rho_{11}-\pi & \rho_{12} & \rho_{13} & \rho_{14} \\ \rho_{21} & \rho_{22}-\pi & \rho_{23} & \rho_{24} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33}-\pi & \rho_{34} \\ \rho_{41} & \rho_{42} & \rho_{43} & \rho_{44}-\pi \end{vmatrix} = 0$$

ait quatre racines réelles positives. C'est une équation du quatrième degré dont tous les coefficients sont réels, en raison de l'hermiticité de la matrice. Les conditions sur ces coefficients ne peuvent s'obtenir facilement que dans des cas particuliers.

Le changement de base défini au paragraphe précédent permet d'exprimer la matrice densité construite sur les vecteurs $|0>, |1>, |2>, |3>$, par la relation :

$$\rho' = M \rho M^{+}$$

La matrice ρ' obtenue figure dans le tableau II. L'intérêt de cette représentation est de faire apparaître la densité de l'état singlet et des états triplets :

$$\rho'_0 = \frac{1 - C_{xx} + C_{yy} + C_{zz}}{4} = \frac{1 - C'}{4}$$

$$(C' = C_{xx} - C_{yy} - C_{zz}$$

$$\rho'_1 = \frac{1 - C_{xx} - C_{yy} - C_{zz}}{4}$$

$$\rho'_2 = \frac{1 + C_{xx} - C_{yy} + C_{zz}}{4}$$

$$\rho'_3 = \frac{1 + C_{xx} + C_{yy} - C_{zz}}{4}$$

T A B L E A U II

$\rho' = \frac{1}{4}$

$\lvert o\rangle$	$\lvert 1\rangle$	$\lvert 2\rangle$	$\lvert 3\rangle$	
$1-C_{xx}+C_{yy}+C_{zz}$	$P_{1x}-P_{2x}-i(C_{yz}-C_{zy})$	$P_{1z}-P_{2z}-i(C_{xy}+C_{yx})$	$C_{xz}+C_{zx}-i(P_{1y}+P_{2y})$	$\lvert o\rangle$
$P_{1x}-P_{2x}+i(C_{yz}-C_{zy})$	$1-C_{xx}-C_{yy}-C_{zz}$	$C_{xy}-C_{yx}+i(P_{1y}-P_{2y})$	$P_{2z}-P_{1z}-i(C_{xy}-C_{yx})$	$\lvert 1\rangle$
$P_{1z}+P_{2z}+i(C_{xy}+C_{yx})$	$C_{xz}-C_{zx}-i(P_{1y}-P_{2y})$	$1+C_{xx}-C_{yy}+C_{zz}$	$P_{1x}+P_{2x}-i(C_{yz}+C_{zy})$	$\lvert 2\rangle$
$C_{xx}+C_{zx}+i(P_{1y}+P_{2y})$	$P_{2z}-P_{1z}+i(C_{xy}-C_{yx})$	$P_{1x}+P_{2x}+i(C_{yz}+C_{zy})$	$1+C_{xx}+C_{yy}-C_{zz}$	$\lvert 3\rangle$

la proportion de l'état singlet est donc $\frac{1 - C}{4}$; C n'est pas la somme des C_{ii} en raison du choix particulier des axes : avec des axes parallèles dans les systèmes des deux particules, C_{yy} et C_{zz} changent de signe, et la proportion de l'état singlet s'écrit bien $\frac{1 - C'}{4}$ ($C' = C'_{xx} + C'_{yy} + C'_{zz}$) (603)

Toutes les densités ci-dessus doivent être positives et inférieures à 1 ; la dernière condition est toujours remplie car $|C_{ij}| \leqslant 1$; la première donne :

$$1 - C_{xx} + C_{yy} + C_{zz} > 0$$
$$1 + C_{xx} + C_{yy} - C_{zz} > 0$$
$$1 - C_{xx} - C_{yy} - C_{zz} > 0$$
$$1 + C_{xx} - C_{yy} + C_{zz} > 0$$

ce qui peut également s'écrire :

$$|C_{yy} + C_{zz}| < 1 - C_{xx}$$
$$|C_{zz} + C_{xx}| < 1 - C_{yy}$$
$$|C_{xx} + C_{yy}| < 1 - C_{zz}$$

Pour connaître la matrice densité de l'état final avec plus de précision, il faut maintenant voir comment elle peut se déduire de l'état initial, par application de la matrice de transition.

MATRICE DE TRANSITION

Ce paragraphe rappelle sommairement le formalisme d'une réaction à deux corps

$\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Lambda} + \Lambda$ ou $\bar{\Lambda} + \Sigma^\circ$ ou $\bar{\Sigma}^\circ + \Lambda$, représentée par $a + b \rightarrow c + d$

Par définition de la matrice de transition T, l'élément de matrice T_{fi} de la transition de l'état initial i à l'état final f :

$$T_{fi} = \langle f \left| T \right| i \rangle$$

est tel que $\left| T_{fi} \right|^2$ représente la probabilité de transition de i vers f. Par normalisation au flux incident unité, et sommation sur tous les états f accessibles conservant l'énergie et l'impulsion, $\sum_f N \left| T_{fi} \right|^2$ représente la section efficace de la réaction.

Les T_{fi} s'expriment plus commodément au moyen des amplitudes F_{fi} définies par les relations : (601)

$$T_{fi} = (2\pi)^4 \, \delta (P_f - P_i) \frac{F_{fi}}{\sqrt{2E_a 2E_b 2E_c 2E_d}}$$

P_f et P_i étant les quadrivecteurs impulsion-énergie. Cette expression est invariante dans une transformation de Lorentz.

Elle s'applique donc dans le centre de masse : dans ce système, si q est le module de l'impulsion de a et b, et p le module de c et d, le flux incident est égal à : $v_a + v_b = \frac{q}{E_a} + \frac{q}{E_b}$, et l'inverse du flux $N = \frac{E_a E_b}{qw}$, W étant l'énergie totale du centre de masse.

La section efficace s'écrit alors, pour chacun des états de spin possibles :

$$\sigma = \frac{(2\pi)^4}{4qw} \int \delta (P_f - P_i) \left| F_{fi} \right|^2 \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E_c} \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E_d}$$

ou

$$\sigma = \frac{1}{16(2\pi)^2 qw} \int \delta \left(\sqrt{p^2 + m_c^2} + \sqrt{p^2 + m_d^2} - W \right) \frac{|F|^2}{E_c E_d} d^3p$$

et, en intégrant d'abord sur le module de p, au moyen de la fonction δ :

$$\sigma = \frac{1}{16(2\pi)^2 qW} \int \delta\left(\sqrt{p^2+m_c^2} + \sqrt{p^2+m_d^2} - W\right) \frac{|F|^2}{E_c E_d} d^3p$$

La section efficace différentielle est alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_f N |T_{fi}|^2 = \frac{p}{q}\left|\frac{F}{8\pi W}\right|^2 = \frac{p}{q}|f|^2$$

$f = \frac{F}{8\pi W}$ étant l'amplitude de diffusion dans le centre de masse.

Cette expression fondamentale montre la variation de la section efficace avec l'énergie : si l'amplitude F est constante, σ varie comme $\frac{p}{qs}$ ($s = W^2$ variable de Mandelstam). Cette relation sera très utile lors de la comparaison des résultats d'expériences réalisées à différentes énergies : $\frac{p}{qs}$ est le terme d'espace de phase de la réaction.

L'amplitude f a été introduite pour un état de spin défini des quatre particules. Dans une réaction où les quatre particules ont le spin 1/2, il existe donc 16 amplitudes de diffusion, fonction de l'énergie et de la direction d'émission (θ , φ). A une énergie et un état d'hélicité donnés, l'élément de la matrice T de la réaction peut s'écrire :

$$T_{fi} = K.\delta(P_i - P_f) < \theta, \varphi | T | 0, 0 >$$

K étant un coefficient de normalisation. Cela entraîne l'expression de l'amplitude de l'état d'hélicité considéré :

$$F_{fi} = (2\pi)^2 \frac{W}{\sqrt{pq}} < \theta, \varphi | T | 0, 0 >$$

donc de la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p}{q}\left|\frac{F}{8\pi W}\right|^2 = \left(\frac{2\pi}{q}\right)^2 \left|\langle \theta,\varphi | T | 0,0\rangle\right|^2$$

dont le terme angulaire peut se décomposer suivant les valeurs du moment angulaire :

$$\langle \theta,\varphi | T | 0,0\rangle = \sum_{jm}\sum_{j'm'} \langle \theta,\varphi | j'm'\rangle\langle j'm'|T|jm\rangle\langle jm|0,0\rangle$$

et l'invariance par rotation prend la forme simple :

$$\langle j'm' | T | jm\rangle = \delta_{jj'}\,\delta_{mm'}\,T^j(W)$$

Les amplitudes d'hélicité f, définies par :

$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| f_{\lambda_c\lambda_d\lambda_a\lambda_b}\right|^2$ pour chaque état de spin, sont donc égales à :

$$f_{\lambda_c\lambda_d\lambda_a\lambda_b}(\theta,\varphi) = \frac{1}{q}\sum_j \left(j+\frac{1}{2}\right)\langle \lambda_c\lambda_d | T^j(W) | \lambda_a\lambda_b\rangle \mathcal{D}^{j*}_{\lambda\mu}(\varphi,\theta;\varphi)$$

j, est le moment angulaire total, $\lambda = \lambda_a - \lambda_b$ et $\mu = \lambda_c - \lambda_d$ étant la projection du moment angulaire total de l'état initial sur l'impulsion de l'antiproton, et du moment angulaire total de l'état final sur l'impulsion de l'antihypéron.

Les amplitudes F s'en déduisent par :

$$F_{\lambda_c\lambda_d\lambda_c\lambda_b} = \sqrt{\frac{p}{q}}\,\frac{1}{8\pi W}\,f_{\lambda_c\lambda_d\lambda_a\lambda_b}$$

Dans le cas le plus général, il y a donc 16 amplitudes complexes f_{ij}, i et j étant les indices correspondant aux quatre bases de l'état initial :

$$|++\rangle\ ,\ |-+\rangle\ ,\ |+-\rangle\ ,\ |--\rangle$$

et à celles de l'état final.

Toute invariance de la réaction par rapport à la parité, la conjugaison de charge, ou PC, va maintenant imposer des conditions particulières aux amplitudes.

PARITE

L'application de l'opérateur de parité change le sens de l'impulsion, mais non le spin, ce qui change le signe de l'hélicité de chaque particule ; si s_1 et s_2 sont les spins des deux particules du système, l'action de la parité se traduit par :

$$P\left|jm;\lambda_1\lambda_2\right> = \eta_1\eta_2(-1)^{j-s_1-s_2}\left|jm;-\lambda_1-\lambda_2\right>$$

η_1 et η_2 étant les parités intrinsèques des deux particules, qui sont opposées dans le cas baryon-antibaryon ; donc $\eta_2 = \eta_1\eta_2 = -1$.

La conservation de la parité entraîne l'invariance de la matrice T, soit :

$$\left<-\lambda_c-\lambda_d\right|T^j(W)\left|-\lambda_a-\lambda_b\right> = \frac{\eta_c\eta_d}{\eta_a\eta_b}(-1)^{s_c+s_d-s_a-s_b}\left<\lambda_c\lambda_d\right|T^j(W)\left|\lambda_a\lambda_b\right>$$

le facteur $\left(\frac{\eta_c\eta_d}{\eta_a\eta_b}(-1)^{s_c+s_d-s_c-s_b}\right)$ étant égal à + 1 ; les angles θ' et φ' définissant la direction des particules finales par rapport à celle des particules initiales sont alors $\theta' = \theta$, $\varphi' = \pi - \varphi$, mais, par rapport au système d'axes défini par la réaction avant l'application de la parité, les directions sont opposées. Une rotation de π autour de Oy ramène l'antiparticule vers l'avant, et la direction de l'antiparticule finale est bien alors θ , $\pi - \varphi$, ce qui correspond finalement à une réflexion dans le plan xOz.

L'invariance de T par rotation entraîne son invariance dans cette réflexion. D'autre part les propriétés des matrices $\mathcal{D}$:

$$\mathcal{D}^{j*}_{\lambda\mu}(\varphi,\theta,-\varphi) = e^{i(\lambda-\mu)\varphi}\, d^{j}_{\lambda\mu}(\theta)$$

$$d^{j}_{\lambda\mu}(\theta) = (-1)^{\lambda-\mu}\, d^{j}_{-\lambda-\mu}(\theta)$$

entraînent : $\mathcal{D}^{j*}_{-\lambda-\mu}(\pi-\varphi,\theta,\varphi-\pi) = \mathcal{D}^{j*}_{\lambda\mu}(\varphi,\theta,-\varphi)$

ce qui permet alors d'écrire :

$$f_{-\lambda_c-\lambda_d-\lambda_a-\lambda_b}(\theta,\pi-\varphi) = f_{\lambda_c\lambda_d\lambda_a\lambda_b}(\theta,\varphi)$$

Les amplitudes d'hélicité sont donc égales, à la dépendance triviale en φ près, qui peut être éliminée par intégration par rapport à φ .

Donc, si la parité est conservée, deux amplitudes se correspondant par inversion de tous les spins sont égales.

Les amplitudes f_{ij} étant rangées dans le tableau 4 x 4 :

$\bar{Y}Y$ \ $\bar{P}P$	++	-+	+-	--
++	f_{11}	f_{12}	f_{13}	f_{14}
-+	f_{21}	f_{22}	f_{23}	f_{24}
+-	f_{31}	f_{32}	f_{33}	f_{34}
--	f_{41}	f_{42}	f_{43}	f_{44}

ces relations entraînent l'égalité des termes symétriques par rapport au centre du tableau ; ces amplitudes peuvent alors être redéfinies au moyen de 8 nombres complexes f_k , qui remplissent le tableau de la façon suivante :

$\bar{Y}Y \backslash \bar{P}P$	++	-+	+-	--
++	f_1	f_5	f_8	f_2
-+	f_6	f_3	f_4	f_7
+-	f_7	f_4	f_3	f_6
--	f_2	f_8	f_5	f_1

CONJUGAISON DE CHARGE

L'action de l'opérateur de conjugaison de charge sur un système composé d'une antiparticule a et d'une particule b consiste à remplacer $\bar{a}$ par a et b par $\bar{b}$:

$$C|\theta,\varphi\,;\lambda_{\bar{a}}\,,\lambda_b\rangle = \eta|\theta,\varphi;\lambda_a\lambda_{\bar{b}}\rangle$$

η peut être choisi égal à + 1 par convention. Si la matrice T est invariante par conjugaison de charge, les éléments de matrice sont liés par :

$$\langle\lambda_{\bar{d}}\lambda_c|T^j(w)|\lambda_{\bar{b}}\lambda_c\rangle = \langle\lambda_{\bar{c}}\lambda_d|T^j(w)|\lambda_{\bar{a}}\lambda_b\rangle$$

l'antiparticule étant toujours prise avant la particule ; ceci implique que, comme dans le cas précédent, il faut effectuer une rotation de π autour de Oy pour ramener l'antiparticule incidente vers l'avant. L'égalité des amplitudes correspondantes s'en déduit de la même façon :

$$f_{\lambda_{\bar{d}}\lambda_c\lambda_{\bar{b}}\lambda_a} = f_{\lambda_{\bar{c}}\lambda_d\lambda_{\bar{a}}\lambda_b}$$

Dans une réaction autoconguguée, $\bar{p}p \to \bar{\Lambda}\Lambda$, cela implique des relations entre les 16 amplitudes d'hélicité de la réaction : l'échange des rôles des particules a et b et c et d ne change pas l'amplitude correspondante, au signe

près. Les amplitudes f_{ij} s'expriment alors en fonction de 10 nombres complexes :

$\bar{\Lambda}\Lambda$ \ $\bar{p}p$	++	-+	+-	--
++	1	5	5	2
-+	6	3	4	7
+-	6	4	3	7
--	9	8	8	10

Pour les réactions conjuguées $\bar{p}p \to \bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$ et $\bar{p}p \to \bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$ les 16 amplitudes de l'une définissent les 16 amplitudes de l'autre, et

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}} = \Sigma |f|^2 = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda}$$

ce qui justifie le mélange de ces évènements effectué après l'analyse des mesures, pour qu'y soient inclus les évènements ambigus.

CONSERVATION DE CP

Même si la conjugaison de charge et la parité sont violées séparément, leur produit CP peut être conservé.

L'action de CP sur un état d'hélicité se traduit par :

$$P|\theta\,\varphi\,;\lambda_{\bar{a}}\lambda_b\rangle = -|\pi-\theta\,,\varphi+\pi\,;-\lambda_{\bar{a}}\,-\lambda_b\rangle$$

$$= -|\theta,\varphi\,;-\lambda_b\,,\,-\lambda_{\bar{a}}\rangle$$

$$CP|\theta,\varphi\,;\lambda_{\bar{a}}\lambda_b\rangle = -|\theta,\varphi\,;-\lambda_{\bar{b}}\,,-\lambda_a\rangle$$

Si la matrice T est invariante par Cp, les éléments

de matrice sont liés par :

$$\langle -\lambda_{\bar{d}} -\lambda_c | T^j(W) | -\lambda_{\bar{b}} -\lambda_a \rangle = \langle \lambda_{\bar{c}} \lambda_d | T^j(W) | \lambda_{\bar{a}} \lambda_b \rangle$$

Dans ce cas, les λ et μ ne changent pas, et les amplitudes sont soumises aux relations :

$$f_{-\lambda_{\bar{d}} -\lambda_c -\lambda_{\bar{b}} -\lambda_a}(\theta,\varphi) = f_{\lambda_{\bar{c}} \lambda_d \lambda_{\bar{a}} \lambda_b}(\theta,\varphi)$$

Les amplitudes de la réaction autoconjuguée $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ s'expriment alors en fonction de 10 nombres complexes :

$\bar{\Lambda}\Lambda$ \ $\bar{P}P$	++	-+	+-	--
++	1	5	8	2
-+	6	3	4	6
+-	7	9	10	7
--	2	5	8	1

Les 16 amplitudes d'une réaction définissent encore complètement celles de la réaction conjuguée, et

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{\Lambda}\Sigma^0} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\Sigma^0\Lambda}$$

CONSERVATION DE P ET C

Si la matrice T est invariante à la fois par parité et par conjugaison de charge, la combinaison des résultats précédents permet d'exprimer les amplitudes de la réaction autoconjuguée $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ au moyen de 6 nombres complexes :

$\bar{\Lambda}\Lambda$ \ $\bar{P}P$	++	-+	+-	--
++	f_1	f_5	f_5	f_2
-+	f_6	f_3	f_4	f_6
+-	f_6	f_4	f_3	f_6
--	f_2	f_5	f_5	f_1

Pour les réactions conjuguées, 8 nombres complexes suffisent à définir les amplitudes des deux réactions A : $\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Lambda}\,\Sigma^\circ$ et B : $\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Sigma}^\circ\Lambda$, avec :

$$f_i^A = f_i^B \qquad i = 1 \text{ à } 4$$

$$f_7^B = f_6^A \quad f_8^B = f_5^A \quad f_7^A = f_6^B \quad f_8^A = f_5^B$$

BASES DE SPIN TOTAL

Avec les bases de spin total $|0>, |1>, |2>, |3>$, les amplitudes f'_{ij} sont, si P et C sont conservées :

$\bar{\Lambda}\Lambda$ \ $\bar{P}P$	0	1	2	3
0	$f_1 - f_2$	0	0	0
1	0	$f_3 - f_4$	0	0
2	0	0	$f_1 + f_2$	$2f_5$
3	0	0	$2f_6$	$f_3 + f_4$

Si CP seul est conservé, il n'y a toujours pas de transition singlet $\longrightarrow$ triplet, ou triplet $\longrightarrow$ singlet :

	0	1	2	3
0	$f_1 - f_2$	0	0	0
1	0	Triplet		
2	0			
3	0			

Ces résultats pouvaient être démontrés a priori de façon simple en supposant la conservation de CP et si S_1 est le spin total du système $\bar{p}p$ et S_2 celui du système $\bar{\Lambda}\Lambda$ on a :

$$(-1)^{S1} = (-1)^{S2}$$

Et, comme S_1 et S_2 valent 0 ou 1, on a :

$$S_1 = S_2$$

EXPRESSION DE L'ETAT FINAL

A partir de la connaissance de l'état initial et des amplitudes d'hélicité de la réaction, il est facile d'obtenir l'expression de l'état final $\bar{\Lambda}\Lambda$ sous la forme de sa matrice densité :

$$\rho_f = T \rho_i T^+ = K F \rho_i F^+$$

La matrice densité initiale ρ_i a la forme donnée au premier paragraphe : en particulier, si le faisceau n'est pas polarisé, elle est égale à $\frac{1}{4}\mathbb{1}$.

La matrice F des amplitudes d'hélicité a été étudiée au paragraphe précédent ; le premier calcul suppose que la parité et la conjugaison de charge sont conservées ; dans ce cas, et pour les réactions autoconjuguées ($\bar{p}p \to \bar{\Lambda}\Lambda$ ou $\bar{\Xi}^0\Xi^0$) :

$$\rho_f = \frac{K}{4} \begin{pmatrix} f_1 & f_5 & f_5 & f_2 \\ f_6 & f_3 & f_4 & f_6 \\ f_6 & f_4 & f_3 & f_6 \\ f_2 & f_5 & f_5 & f_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1 & f_6 & f_6 & f_2 \\ f_5 & f_3 & f_4 & f_5 \\ f_5 & f_4 & f_3 & f_5 \\ f_2 & f_6 & f_6 & f_1 \end{pmatrix}$$

Le résultat du calcul apparaît dans le tableau III.

T A B L E A U III

$\|f_1\|^2+\|f_2\|^2+\|f_5\|^2$	$f_1f_6+f_5f_3+f_5f_4+f_2f_6$	$f_1f_6+f_5f_4+f_5f_3+f_2f_6$	$f_1f_2+f_2f_1+2\|f_5\|^2$
$f_6f_1+f_3f_5+f_4f_5+f_6f_2$	$2\|f_6\|^2+\|f_3\|^2+\|f_4\|^2$	$2\|f_6\|^2+f_3f_4+f_4f_3$	$f_6f_2+f_3f_5+f_4f_5+f_6f_1$
$f_6f_1+f_4f_5+f_3f_5+f_6f_2$	$2\|f_6\|^2+f_3f_4+f_4f_3$	$\|f_6\|^2+\|f_3\|^2+\|f_4\|^2$	$f_6f_2+f_4f_5+f_3f_5f_6f_1$
$f_2f_1+2\|f_5\|^2+f_1f_2$	$f_2f_6+f_5f_3+f_5f_4+f_1f_6$	$f_2f_6+f_5f_4+f_5f_3+f_1f_6$	$\|f_2\|^2+2\|f_5\|^2+\|f_1\|^2$

Il peut s'écrire :

$$\rho = \begin{pmatrix} a & b - i\beta & b - i\beta & c \\ b + i\beta & d & e & b - i\beta \\ b + i\beta & e & d & b + i\beta \\ c & b - i\beta & b - i\beta & a \end{pmatrix}$$

avec par exemple : $a = \dfrac{|f_1|^2 + |f_3|^2 + 2|f_5|^2}{\frac{d\sigma}{d\Omega}}$

a, b, c, d, e, β étant 6 fonctions réelles de θ, φ liées par $2(a + d) = 1$, c'est à dire $Tr\rho = 1$.

Pour deux réactions conjuguées de charge, A, $\bar{p}p \to \bar{\Lambda}\Sigma^\circ$ et B, $pp \to \bar{\Sigma}^\circ\Lambda$, les matrices sont de la forme :

$$\rho = \begin{pmatrix} a & b - i\beta & b' - i\beta' & c \\ b + i\beta & d & e & b' - i\beta' \\ b' + i\beta' & e & d & b + i\beta \\ c & b' - i\beta & b - i\beta' & a \end{pmatrix}$$

les coefficients a, c, d, e étant les mêmes pour les deux réactions, et :

$$b^A = b'^B \qquad \beta^A = \beta'^B \qquad b'^A = b^B \qquad \beta'^A = \beta^B.$$

Ces expressions des matrices densité finales imposent un jeu de conditions sur les termes de polarisation et de corrélations de spins, obtenues par identification avec la forme donnée au deuxième paragraphe.

Afin de séparer nettement les conditions imposées par chaque loi de conservation, la matrice densité finale va être calculée à partir de chaque matrice F possible, et identifiée à la forme exprimée en fonction des polarisations et corrélations, en supposant toujours le faisceau non polarisé.

Dans ce cas, la conservation de P entraîne :

$$f_{ij} = f_{5-i,\,5-j} \qquad \text{(symétrie par rapport au centre)}$$

et $\rho_{kl} = \frac{K}{4} \sum_m f_{km} f_{ml} = \frac{K}{4} \sum_n f_{5-k,n} f_{n,5-l} = \rho_{5-k,5-l}$

la matrice densité est également symétrique par rapport à son centre, Les conditions qui en découlent sont les suivantes :

$$1 + P_{1z} + P_{2z} + C_{zz} = 1 - P_{1z} - P_{2z} + C_{zz} \quad (\rho_{11} = \rho_{44})$$

$$1 - P_{1z} + P_{2z} - C_{zz} = 1 + P_{1z} - P_{2z} - C_{zz} \quad (\rho_{22} = \rho_{33})$$

qui entraînent $\underline{P_{1z} = P_{2z} = 0}$

$$P_{1x} - iP_{1y} + C_{xz} - iC_{yz} = P_{1x} + iP_{1y} - C_{xz} - iC_{yz}$$

($\rho_{12} = \rho_{43}$ équivalent à $\rho_{21} = \rho_{34}$ en raison de l'hermiticité)
qui entraîne

$$\underline{C_{xz} = 0 \qquad P_{1y} = 0}$$

$$P_{2x} - iP_{2Y} + C_{zx} - iC_{zy} = P_{2x} + iP_{2y} - C_{zx} - iC_{zy}$$

($\rho_{13} = \rho_{42}$ ou $\rho_{31} = \rho_{24}$)
qui entraîne

$$\underline{C_{zx} = 0 \qquad P_{2y} = 0}$$

$$C_{xx} - C_{yy} - i(C_{xy} + C_{yx}) = C_{xx} - C_{yy} + i(C_{xy} + C_{yx}) \quad (\rho_{14} = \rho_{41})$$

$$C_{xx} + C_{yy} + i(C_{yx} - C_{xy}) = C_{xx} + C_{yy} + i(C_{xy} - C_{yx}) \quad (\rho_{23} = \rho_{32})$$

qui entraînent : $\underline{C_{xy} = C_{yx} = 0}$

La conservation de P entraîne donc :

$$P_{1y} = P_{1z} = 0 \qquad P_{2y} = P_{2z} = 0$$

$$C_{xy} = C_{yx} = C_{xz} = C_{zx} = 0$$

(c'est un résultat bien connu que la polarisation est normale au plan de production si P est conservée).

Pour une réaction autoconjuguée, la conservation de C implique de la même façon :

$$P_{1x} + C_{xz} - i(P_{1y} + C_{yz}) = P_{2x} + C_{zx} - i(P_{2y} + C_{zy})$$

$$(\rho_{12} = \rho_{13} \text{ ou } \rho_{21} = \rho_{3})$$

$$P_{1x} - C_{xz} + i(P_{1y} - C_{yz}) = P_{2x} - C_{zx} + i(P_{2y} - C_{zy})$$

$$(\rho_{24} = \rho_{34} \text{ ou } \rho_{42} = \rho_{43})$$

d'où $\underline{P_{1x} = P_{2x} \quad P_{1y} = P_{2y} \quad C_{xz} = C_{zx} \quad C_{yz} = C_{zy}}$

et $1 - P_{1z} + P_{2z} - C_{zz} = 1 + P_{1z} - P_{2z} - C_{zz} \quad (\rho_{22} = \rho_{33})$

d'où $\underline{P_{1z} = P_{2z}}$

$$C_{xx} + C_{yy} + i(C_{yx} - C_{xy}) = C_{xx} + C_{yy} + i(C_{xy} - C_{yx})$$

$$(\rho_{23} = \rho_{32})$$

d'où $\underline{C_{yx} = C_{xy}}$

La conservation de C entraîne donc :

$$P_{1x} = P_{2x} \qquad C_{xy} = C_{yx}$$
$$P_{1y} = P_{2y} \qquad C_{yz} = C_{zy}$$
$$P_{1z} = P_{2z} \qquad C_{zx} = C_{xz}$$

Enfin, la conservation de CP donne les conditions suivantes :

$$\left|\begin{array}{ll} P_{1z} + P_{2z} = 0 & (\rho_{11} = \rho_{44}) \\ P_{1x} = P_{2x} \quad C_{xz} + C_{zx} = 0 & \left(\begin{array}{l} \rho_{12} = \rho_{42} \ , \ \rho_{13} = \rho_{43} \\ \text{ou} \\ \rho_{21} = \rho_{24} \ , \ \rho_{31} = \rho_{34} \end{array}\right) \\ P_{1y} + P_{2y} = 0 \quad C_{zy} = C_{yz} & \\ C_{xy} + C_{yx} = 0 & (\rho_{14} = \rho_{41}) \end{array}\right.$$

Pour les réactions conjuguées, la conservation de C entraîne les relations évidentes :

$$\vec{P}_{\bar{\Lambda}} = \vec{P}_{\Lambda} \qquad \vec{P}_{\bar{\Sigma}^0} = \vec{P}_{\Sigma^0} \qquad C^{A}_{ij} = C^{B}_{ji} \qquad (\forall\, i \text{ et } j)$$

un mélange homogène des deux réactions obéit aux mêmes relations qu'une réaction autoconjuguée:

$$\frac{1}{2}\left(\vec{P}_{\bar{\Lambda}} + \vec{P}_{\bar{\Sigma}^0}\right) = \frac{1}{2}\left(\vec{P}_{\bar{\Sigma}^0} + \vec{P}_{\Lambda}\right)$$

$$\frac{1}{2}\left(C^{A}_{ij} + C^{B}_{ij}\right) = \frac{1}{2}\left(C^{A}_{ij} + C^{B}_{ij}\right)$$

De même pour CP =

$$P_{\bar{\Lambda}\, x} = P_{\Lambda x} \qquad P_{\bar{\Sigma}^0 x} = P_{\Sigma^0 x}$$

$$P_{\bar{\Lambda}\, y} = -P_{\Lambda y} \qquad P_{\bar{\Sigma}^0 y} = -P_{\Sigma^0 y}$$

$$P_{\bar{\Lambda}\, z} = -P_{\Lambda z} \qquad P_{\bar{\Sigma}^0 z} = -P_{\Sigma^0 z}$$

$$C_{xz} = -C'_{zx} \qquad C_{xx} = C'_{xx}$$

$$C_{zx} = -C'_{xz} \qquad C_{yy} = C'_{yy}$$

$$C_{xy} = -C'_{yx} \qquad C_{zz} = C'_{zz}$$

$$C_{yx} = -C'_{xy}$$

$$C_{yz} = C'_{zy}$$

$$C_{zy} = C'_{yz}$$

La combinaison de toutes ces relations donne les conditions qui s'appliquent lorsque P et C sont toutes deux conservées :

pour $\overline{\wedge}\wedge$ et $\overline{\leq}^{\circ}\leq^{\circ}$:

$$P_{1y} = P_{1z} = P_{2y} = P_{2z} = 0 \qquad P_{1x} = P_{2x} = P$$

$$C_{xy} = C_{yx} = C_{xz} = C_{zx} = 0 \qquad C_{yz} = C_{zy}$$

pour $\overline{\wedge}\leq^{\circ}$ et $\overline{\leq}^{\circ}\wedge$:

$$P_{1y} = P_{1z} = P_{2y} = P_{2z} = 0 \quad P_{\overline{\wedge}x} = P_{\wedge x} \quad P_{\overline{\leq^{\circ}}x} = P_{\leq^{\circ}x}$$

$$C_{xy} = C_{yx} = C_{xz} = C_{zx} = 0 \quad C^{A}_{yz} = C^{B}_{zy} \; C^{A}_{zy} = C^{B}_{yz} \; C^{A}_{ii} = C^{B}_{ii}$$

un mélange homogène des deux distributions $\overline{\wedge}\leq^{\circ}$ et $\overline{\leq}^{\circ}\wedge$ obéissant aux mêmes conditions que les produits de réactions autoconjuguées ; dans ce dernier cas, comme pour une réaction autoconjuguée, la matrice densité est donc :

$$= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 + C_{zz} & P - iC_{yz} & P - iC_{zy} & C_{xx} - C_{yy} \\ P + iC_{yz} & 1 - C_{zz} & C_{xx} + C_{yy} & P + iC_{zy} \\ P + iC_{zy} & C_{xx} + C_{yy} & 1 - C_{zz} & P + iC_{yz} \\ C_{xx} - C_{yy} & P - iC_{zy} & P - iC_{yz} & 1 + C_{zz} \end{pmatrix}$$

et, dans les bases de spin total :

$$\rho' = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - C_{xx} + C_{yy} + C_{zz} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - C_{x\bar{x}}\, C_{y\bar{y}}\, C_{zz} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + C_{xx} - C_{yy} + C_{zz} & 2P - 2iC_{yz} \\ 0 & 0 & 2P + 2iC_{yz} & 1 + C_{xx} + C_{yy} - C_{zz} \end{pmatrix}$$

Cette matrice a été obtenue en supposant que le faisceau n'était pas polarisé ; en supposant, maintenant, au contraire, que P et C sont conservées, mais que le faisceau est polarisé, la matrice densité initiale est, dans les bases de spin total :

$$\rho_i = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & \mathcal{P}_x & \mathcal{P}_z & -i\mathcal{P}_y \\ \mathcal{P}_x & 1 & i\mathcal{P}_y & -\mathcal{P}_z \\ \mathcal{P}_z & -i\mathcal{P}_y & 1 & \mathcal{P}_x \\ i\mathcal{P}_y & -\mathcal{P}_z & \mathcal{P}_x & 1 \end{pmatrix}$$

$\vec{\mathcal{P}}(\mathcal{P}_x, \mathcal{P}_y, \mathcal{P}_z)$ étant le vecteur de polarisation de l'anti-proton dans le système d'axes de la réaction. La matrice densité finale s'en déduit par :

$$\rho_f = K F \rho_i F^+$$

soit :

$$\frac{K'}{4}\begin{bmatrix} |a|^2 & ab^*\mathcal{P}_x & ac^*\mathcal{P}_z - iaf^*\mathcal{P}_y & ae^*\mathcal{P}_z - iad^*\mathcal{P}_y \\ ba^*\mathcal{P}_x & |b|^2 & -bf^* + ibc^*\mathcal{P}_y & -bd^*\mathcal{P}_z + ibc^*\mathcal{P}_y \\ ca^*\mathcal{P}_z + ifa^*\mathcal{P}_y & -fb^*\mathcal{P}_z - icb^*\mathcal{P}_y & |c|^2 + |f|^2 + (cf^* + fc^*)\mathcal{P}_x & ce^* + fd^* + (cd^* + fe^*)\mathcal{P}_x \\ ea^*\mathcal{P}_z + ida^*\mathcal{P}_y & -db^*\mathcal{P}_z - ieb^*\mathcal{P}_y & ec^* + df^* + (ef^* + dc^*)\mathcal{P}_x & |d|^2 + |e|^2 + (de^* + ed^*)\mathcal{P}_x \end{bmatrix}$$

avec $a = k(f_1 - f_2)$ $b = k(f_3 - f_4)$ $c = k(f_1 + f_2)$

$b = k(f_3 + f_4)$ $e = k(2f_5)$ $f = k(2f_6)$

et $|a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 + |e|^2 + |f|^2 = 1$

L'identification avec l'expression de la matrice densité dans les bases de spin total en fonction des polarisations et corrélations du système final donne les 16 relations :

$$1 - C_{xx} + C_{yy} + C_{zz} = K' \times a^2$$

$$1 - C_{xx} - C_{yy} - C_{zz} = K' \times b^2$$

$$1 + C_{xx} - C_{yy} + C_{zz} = K' \times |c|^2 + |f|^2 + (cf^* + fc^*)\mathcal{P}_x$$

$$1 + C_{xx} + C_{yy} - C_{zz} = K' \times |d|^2 + |e|^2 + (de^* + ed^*)\mathcal{P}_x$$

$$P_{1x} - P_{2x} = K' \times \mathrm{Re}(ab^*)\mathcal{P}_x$$

$$C_{zy} - C_{yz} = K' \times \mathrm{Im}(ab^*)\mathcal{P}_x$$

$$P_{1x} + P_{2y} = K' \times \mathrm{Re}(ce^*) + \mathrm{Re}(fd^*) + \mathrm{Re}(ce^* + fe^*)\mathcal{P}_x$$

$$C_{zy} + C_{yz} = K' \times \mathrm{Im}(ec^*) + \mathrm{Im}(df^*) + \mathrm{Im}(ef^* + dc^*)\mathcal{P}_x$$

$$P_{1y} + P_{2y} = K' \times \mathrm{Im}(ea^*)\mathcal{P}_2 + \mathrm{Re}(da^*)\mathcal{P}_y$$

$$C_{xz} + C_{zx} = K' \times \mathrm{Re}(ea^*)\mathcal{P}_2 + \mathrm{Im}(ad^*)\mathcal{P}_y$$

$$P_{1y} - P_{2y} = K' \times \mathrm{Im}(fb^*)\mathcal{P}_2 + \mathrm{Re}(bc^*)\mathcal{P}_y$$

$$C_{xz} - C_{zx} = K' \times -\mathrm{Re}(bf^*)\mathcal{P}_2 + \mathrm{Im}(cb^*)\mathcal{P}_y$$

$$P_{1z} + P_{2z} = K' \times \mathrm{Re}(ac^*)\mathcal{P}_2 + \mathrm{Im}(af^*)\mathcal{P}_y$$

$$C_{xy} + C_{yx} = K' \times \mathrm{Im}(ca^*)\mathcal{P}_2 + \mathrm{Re}(af^*)\mathcal{P}_y$$

$$P_{1z} - P_{2z} = K' \times \mathrm{Re}(bd^*)\mathcal{P}_2 + \mathrm{Im}(be^*)\mathcal{P}_y$$

$$C_{yx} - C_{xy} = K' \times \mathrm{Im}(db^*)\mathcal{P}_2 + \mathrm{Re}(be^*)\mathcal{P}_y$$

K' est tel que $\mathrm{Tr}\,\rho = 1$, c'est à dire

$K = \dfrac{1}{1 + (cf^* + fc^* + de^* + ed^*)\mathcal{P}_\alpha}$, ce qui signifie que la section efficace de la réaction devient :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \left[1 + (cf^* + fc^* + de^* + ed^*)\mathcal{P}_\alpha\right]\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{non\ pol}$$

Ces relations restent valables dans tout autre système (les valeurs de P, C_{ij}, et $\vec{\mathcal{P}}$ s'en trouvant évidemment modifiées) ; en particulier, un système lié à la chambre permet de voir si $\mathcal{P}_x$ et $\mathcal{P}_y$ sont différents de zéro. En fait, dans ce référentiel, il n'est pas possible de distinguer l'hypothèse $\mathcal{P}_x = \mathcal{P}_y = 0$ de celle d'un pouvoir analyseur nul de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$. Dans le système initial lié au plan de production, $\mathcal{P}_x$ et $\mathcal{P}_y$ sont alors nécessairement nuls ; pour que $\mathcal{P}_z$ soit nul également, il est nécessaire que l'ensemble des 8 dernières équations soit satisfait, c'est à dire :

$$P_{1y} = P_{2y} = P_{1z} = P_{2z} = C_{xz} = C_{zx} = C_{xy} = C_{yx} = 0$$

Le formalisme présenté sommairement dans ce chapitre permet donc, par la mesure des polarisations et corrélations de spin, de déterminer complètement la matrice densité de l'état final, et d'en déduire les propriétés des amplitudes d'hélicité de la réaction.

L'absence de polarisation du faisceau, et la conservation de P, ou C, ou CP, ou P et C, entraînent des relations entre les polarisations des deux particules et entre les termes de corrélation ; il suffirait donc que l'une de ces relations ne soit pas vérifiée pour que cela implique une violation des lois de symétrie ou une polarisation du faisceau, mais la réciproque n'est pas vraie.

CHAPITRE VII

MESURE DES POLARISATIONS

L'exposé du formalisme ayant montré l'intérêt des polarisations et corrélations de spin pour l'étude de la matrice de transition, ces paramètres sont évalués grâce à la désintégration des Λ et $\bar{\Lambda}$.

Les méthodes d'estimations sont exposées brièvement, et les résultats sont donnés, après vérification de l'absence d'erreur expérimentale.

DESINTEGRATION DU Λ

Le fait que la désintégration du Λ en $p\pi^-$ viole la parité donne un moyen très commode d'étudier sa polarisation. Si A_s et Ap sont les amplitudes respectives de l'onde s et de l'onde p , la distribution angulaire de la désintégration, dans le centre de masse du Λ , est, pour un état pur de spin :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A_s|^2 + |A_p|^2 - 2\,\mathrm{Re}\,(A_s^* A_p)\cos\theta$$

en normalisant par $|A_s|^2 + |A_p|^2 = 1$, et en posant :

$$\underline{2\,\mathrm{Re}\,(A_s^* A_p) = \alpha}$$

il vient : $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1 - \alpha\cos\theta}{4\pi}$. α est le paramètre d'asymétrie de la désintégration de Λ .

En fait, le Λ n'est pas dans un état pur ($\uparrow$), mais est représenté par un mélange d'états ($\uparrow$) et ($\downarrow$), de polarisation $p = \frac{N(\uparrow) - N(\downarrow)}{N(\uparrow) + N(\downarrow)}$. Le renversement du spin ne change pas les amplitudes, mais change $\cos\theta$ en $-\cos\theta$, ce qui donne :

$$4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} = (1 - \alpha \cos\theta) \frac{N(\uparrow)}{N(\uparrow)+N(\downarrow)} + (1+\alpha\cos\theta) \frac{N(\downarrow)}{N(\uparrow)+N(\downarrow)} = 1 - \alpha P \cos\theta$$

c'est-à-dire :

$$4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} = 1 - \alpha \vec{P}_{\vec{P}} - 1 + \alpha \vec{P}\vec{\pi} \quad (701)$$

$\vec{P}$ et $\vec{\pi}$ étant les vecteurs unités portés par le proton et le π, dans le système du centre de masse du Λ. La matrice de transition de cette désintégration est :

$$T_\Lambda = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left(A_s + A_p \hat{\sigma}_\Lambda \vec{\pi} \right)$$

et $$T_\Lambda^+ T_\Lambda = \frac{1}{4\pi} \left[A_s^* A_s + (A_s^* A_p + A_s A_p^*) \hat{\sigma}_\Lambda \vec{\pi} + A_p^* A_p \right]$$

$$= \frac{1}{4\pi} \left(1 + \alpha_\Lambda \hat{\sigma}_\Lambda \vec{\pi} - \right)$$

de même :

$$T_{\bar{\Lambda}}^+ T_{\bar{\Lambda}} = \frac{1}{4\pi} \left(1 + \alpha_{\bar{\Lambda}} \hat{\sigma}_{\bar{\Lambda}} \vec{\pi}^+ \right)$$

La valeur de α est :

$$\alpha_{\bar{\Lambda}} = -\alpha_\Lambda = 0{,}663 \pm 0{,}022 \quad (210)$$

L'invariance de la réaction par renversement du temps et par CPT implique $\alpha_{\bar{\Lambda}} = -\alpha_\Lambda$.

La différence de signe peut se comprendre intuitivement de la façon suivante : CP impose, dans la réaction $\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, que les polarisations du Λ et de l'$\bar{\Lambda}$ sont égales et parallèles ; si α_Λ et $\alpha_{\bar{\Lambda}}$ étaient de même signe, les π^+ et π^- seraient émis préférentiellement du même côté du plan de production ; il serait ainsi possible d'orienter ce plan, même sans savoir quelles sont les particules et quelles sont les antiparticules, ce qui violerait CP.

Le résultat des mesures de polarisations permettra de juger de l'exactitude de la relation $\alpha_\Lambda = \alpha_{\bar{\Lambda}}$, et , par là, de la conservation de CPT et T (ou CP) dans la désintégration du Λ .

La matrice de transition de l'état final de la réaction $\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ aux états de désintégration du Λ et de l'$\bar{\Lambda}$ est le produit direct de T_Λ et $T_{\bar{\Lambda}}$, ces deux transitions étant indépendantes

$$T = T_{\bar{\Lambda}} \times T_\Lambda$$

et la section efficace différentielle globale est alors :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\bar{\Lambda}\Lambda}\, d\Omega_{\bar{\Lambda}}\, d\Omega_\Lambda} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \mathrm{Tr}\left(T_\rho T^+\right)$$

$$\text{or, } T_r(T_\rho T^+) = T_r\left(T^+ T_\rho\right) = T_r\left(T_{\bar{\Lambda}} \times T_\Lambda\right)^+ \left(T_{\bar{\Lambda}} \times T_\Lambda\right)\rho = T_r\left(T_{\bar{\Lambda}}^+ T_{\bar{\Lambda}} \times T_\Lambda^+ T_\Lambda\right)\rho$$

$$= \frac{1}{16\pi^2} T_r \left(1 + \alpha_{\bar{\Lambda}}\, \hat{\sigma}_{\bar{\Lambda}}\, \vec{\pi}^+\right)\left(1 + \alpha_\Lambda \hat{\sigma}_\Lambda \vec{\pi}^-\right)\rho$$

c'est-à-dire :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega\, d\Omega_{\bar{\Lambda}}\, d\Omega_\Lambda} = \frac{1}{16\pi^2} \frac{d\sigma}{d\Omega}\left[1 + \alpha_{\bar{\Lambda}}\, \vec{P}_{\bar{\Lambda}}\, \vec{\pi}^+ + \alpha_\Lambda \vec{P}_\Lambda \vec{\pi}^- + \alpha_{\bar{\Lambda}}\alpha_\Lambda \sum_{ij} C_{ij}\, \vec{\pi}_i^+ \vec{\pi}_j^-\right]$$

tous les vecteurs étant pris dans les systèmes du centre de masse respectif de l'$\bar{\Lambda}$ et du Λ. Les $\vec{\pi}$ étant repérés par $\theta_1 \varphi_1(\bar{\Lambda})$ et $\theta_2 \varphi_2(\Lambda)$ (voir fig. VII-1), la formule explicite est donc :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega\, d\Omega_1\, d\Omega_2} =$$

$$\frac{1}{16\pi^2}\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big[1 + \alpha_{\bar{\Lambda}}\begin{cases} P_{1x}\cos\theta_1 \\ +P_{1y}\sin\theta_1\sin\varphi_1 \\ +P_{1z}\sin\theta_1\cos\varphi_1 \end{cases} + \alpha_{\Lambda}\begin{cases} P_{2x}\cos\theta_2 \\ +P_{2y}\sin\theta_2\sin\varphi_2 \\ +P_{2z}\sin\theta_2\cos\varphi_2 \end{cases}$$

$$+\alpha_{\bar{\Lambda}}\alpha_{\Lambda}\begin{cases} -C_{xy}\cos\theta_1\sin\theta_2\sin\varphi_2 \\ +C_{xz}\cos\theta_1\sin\theta_2\cos\varphi_2 \\ -C_{yz}\sin\theta_1\sin\theta_2\sin\varphi_1\cos\varphi_2 \\ -C_{yz}\sin\theta_1\cos\theta_2\sin\varphi_1 \\ +C_{zx}\sin\theta_1\cos\theta_2\cos\varphi_1 \\ -C_{zy}\sin\theta_1\sin\theta_2\cos\varphi_1\sin\varphi_2 \\ +C_{xx}\cos\theta_1\sin\theta_2\sin\varphi_1\sin\varphi_2 \\ +C_{yy}\sin\theta_1\sin\theta_2\sin\varphi_1\sin\varphi_2 \\ +C_{zz}\sin\theta_1\sin\theta_2\cos\varphi_1\cos\varphi_2 \end{cases}$$

La connaissance expérimentale de $\frac{d^3\sigma}{d\Omega\, d\Omega_1 d\Omega_2}$ permet donc de calculer les 15 paramètres P et Cij ; les diverses méthodes de calcul vont maintenant être examinées.

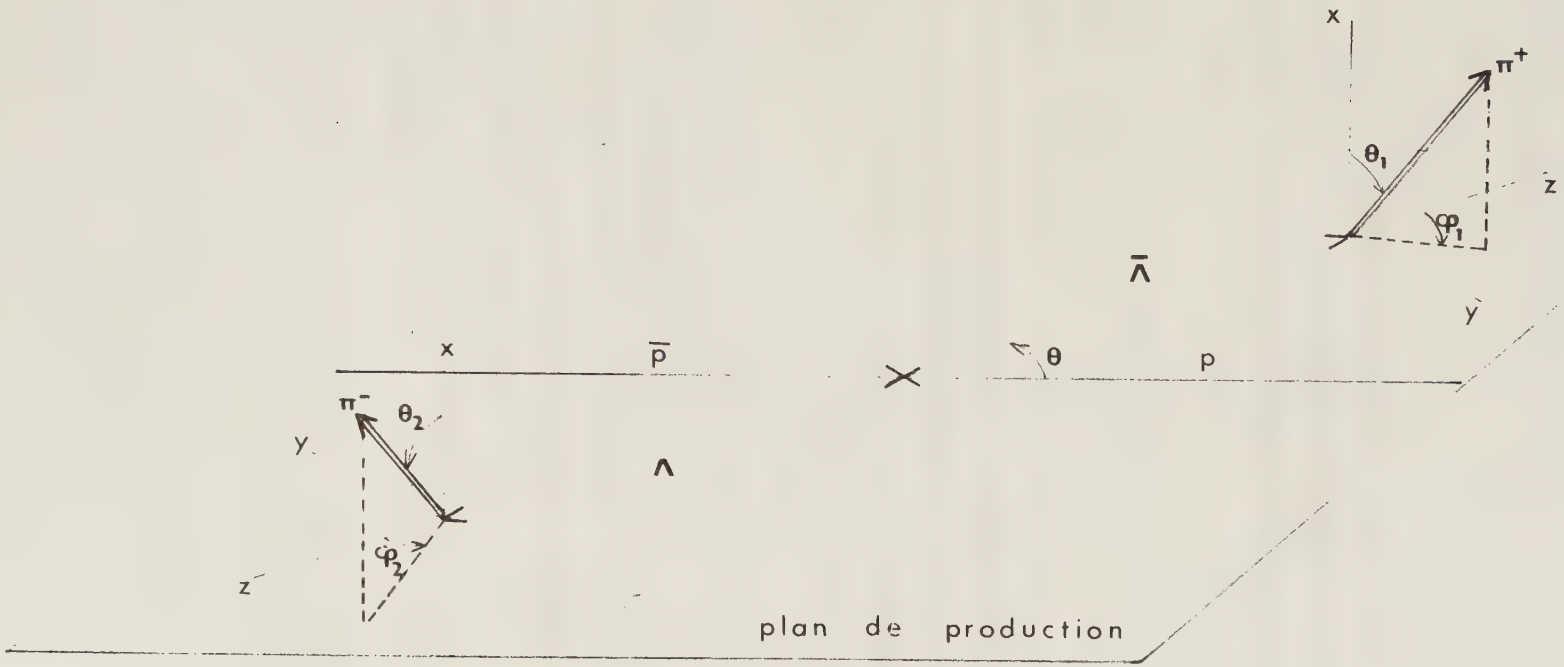

x
π^+
θ_1
z
φ_1
$\bar{\Lambda}$
y
x
$\bar{p}$
θ
p
π^-
θ_2
y
Λ
φ_2
z
plan de production

Fig VII-1

ESTIMATION GRAPHIQUE

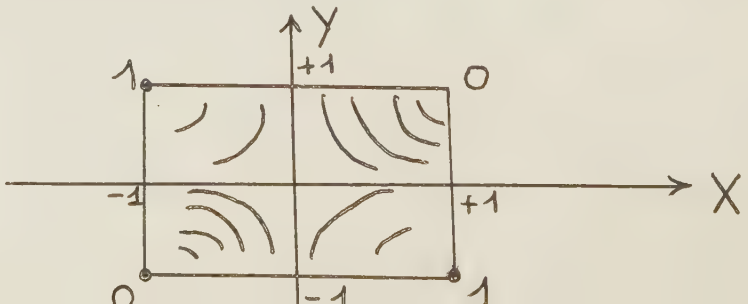
Une façon d'évaluer la mesure de la projection du vecteur $\vec{\pi}$ sur la direction du vecteur unitaire $\vec{u}$ est de comparer l'histogramme de cos $(\vec{\pi}, \vec{u})$ à la distribution théorique : $1 + \alpha P_u \cos(\vec{\pi}, \vec{u})$.

Il faut tout d'abord s'assurer de la linéarité de la distribution, c'est-à-dire de l'absence de bosses ou de creux qui ne pourraient pas s'expliquer par une fluctuation statistique.

Ensuite, il faut ajuster une droite à l'histogramme, par une méthode de χ^2 ; un diagramme cos $(\vec{\pi}, \vec{u})$ x cos θ est alors utile pour détecter d'éventuelles erreurs systématiques ; en fait, puisque ce sont les projections de π sur les trois axes correspondant qui doivent être déterminées, il suffit de former les 6 histogrammes π^+_x, π^+_y, π^+_z, π^-_x, π^-_y, π^-_z, avec les diagrammes $\pi^\pm_x$, $\pi^\pm_y$ et $\pi^\pm_x$ $\pi^\pm_z$.

Les corrélations C_{uv} entre les composantes du spin de l' $\bar{\Lambda}$ selon $\vec{u}$ et du Λ selon $\vec{v}$, s'étudient de la même façon à l'aide de l'histogramme cos $(\vec{\pi^+}, \vec{u})$ cos $(\vec{\pi^-}, \vec{v})$, et du diagramme cos $(\vec{\pi^+}, \vec{u})$ x cos $(\vec{\pi^-}, \vec{v})$. Un exemple simple permet de préciser l'allure de ce diagramme :
soit $P_{1u} = P_{2v} = 0$, et $C_{uv} = 1$; avec cos $(\vec{\pi^+}, \vec{u}) = X$, (cos $\vec{\pi^-}, \vec{v}) = Y$, et, pour simplifier, $\alpha^2 = 1$, la distribution doit être : $1 - XY$.

Le diagramme X x Y rassemble les points d'égale probabilité sur des hyperboles XY = const.



Les valeurs moyennes de X et de Y doivent être nulles, puisque $P_{1u} = P_{2v} = 0$; la valeur moyenne de X vaut bien :

$$< X > = \frac{\iint X(xy)\, dX dY}{\iint (xy)\, dX dY} = 0 \text{ ; de même } < Y > = 0.$$

Si maintenant $C_{uv} = 0$, P_{1u} et P_{2u} étant toujours nuls, il est possible d'écrire l'équation de l'histogramme de XY : les points d'égale probabilité étant caractérisés par XY = Z, la hauteur de l'histogramme en XY = Z est égale à la longueur des arcs d'hyperbole correspondants compris dans les limites du diagramme X x Y, soit :

$$H(Z) = \frac{2}{4} \int_Z^1 \int_1^Z \sqrt{dX^2 + dY^2} = \frac{1}{2} \int_Z^1 \frac{\sqrt{X^4 + Z^2}}{X^2}\, dX \text{ , avec } H(0) = 1$$

Cette distribution est symétrique par rapport à XY = 0 ; s'il existe une corrélation $C_{uv} \neq 0$, la distribution se déforme légèrement, ce qui permet de déceler l'existence de C_{uv}. Comme pour la polarisation il est bon de faire alors le diagramme XY x cos θ , pour s'assurer de l'absence d'effet systématique.

Cette méthode graphique ne peut que donner une première idée grossière des polarisations et corrélations, mais elle est utile parce qu'elle permet de juger du bien-fondé des calculs ultérieurs.

METHODE DES MOMENTS

L'estimation des valeurs de P_i et P_j peut se faire en décomposant les distributions π_i et π_j en série de cos θ_1 et sin θ_1 ou cos θ_2 et sin θ_2 , ce qui permet de donner ensuite les valeurs moyennes des P. Une décomposition en polynome de Legendre des cos θ est évidemment plus agréable, en rai-

son de leur orthogonalité ; il est encore plus pratique de décomposer globalement en $Y_e^m(\theta_1, \varphi_1)$, car ces moments angulaires s'introduisent naturellement dans l'expression de

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega\, d\Omega_1\, d\Omega_2}$$

Le développement de cette section efficace triplement différentielle peut être écrite sous la forme :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega\, d\Omega_1\, d\Omega_2} = \frac{1}{16\pi^2}\frac{d\sigma}{d\Omega}\left(1+\sum_{i=1}^{15} u_i g_i\right)$$

avec $\int g_i\, d\Omega_1\, d\Omega_2 = 0$, $\int g_i g_j\, d\Omega_1\, d\Omega_2 = \delta_{ij}$

et par exemple, $u_1 = \frac{8\pi\alpha\,\bar{\lambda}\,P_1 x}{\sqrt{6}}$, $g_1 = \frac{1}{4\pi}\sqrt{\frac{3}{2}}\cos\theta_1$

La méthode consiste à calculer :

$$\frac{16\pi^2}{\frac{d\sigma}{d\Omega}}\ \frac{1}{n}\sum_n g_i$$

qui tend en probabilité vers le paramètre u_i, en effet :

$$\frac{1}{n}\sum_n g_i \longrightarrow \langle g_i\rangle = \frac{1}{16\pi^2}\frac{d\sigma}{d\Omega}\int g_i\left(1+\sum_j u_j g_j\right)d\Omega_1 d\Omega_2 = \frac{u_i}{16\pi^2}\frac{d\sigma}{d\Omega}$$

Ce calcul fournit une estimation sans déviation systématique, puisque :

$$E\left[\frac{16\pi^2}{n}\sum_n g_i\right] = \frac{16\pi^2}{\frac{d\sigma}{d\Omega}}\ E(g_i) = u_i$$

L'écart attendu se déduit ensuite de la matrice des covariances :

$$V_{ij}^{-1} = E\left[\left(\frac{16\pi^2}{n}\sum_n (g_i - \langle g_i\rangle)\right)\left(\frac{16\pi^2}{n}\sum_n (g_j - \langle g_j\rangle)\right)\right]$$

$$= \frac{16\pi^2}{n}E(g_i g_j) - \frac{1}{n}u_i u_j$$

en renormalisant par $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1$.

La variance diminue donc quand $|u|$ augmente, et il y a une corrélation entre les diverses variances. L'estimation d'un paramètre nul a la variance $\frac{16\pi^2}{n}$, et n'est corrélée à aucune autre estimation.

Avant d'appliquer cette méthode, il faut s'assurer que les distributions expérimentales sont bien conformes à l'expression de $\frac{d^3\sigma}{d\Omega\, d\Omega_1 d\Omega_2}$, qui est linéaire en $\cos\theta_1$ $\cos\theta_2$, $\sin\varphi_1$, $\sin\varphi_2$ ce qui implique qu'il n'y a pas de moment du deuxième ordre, c'est-à-dire que $\langle Y_\ell^m(\theta_1,\varphi_1) Y_{\ell'}^{m'}(\theta_2,\varphi_2)\rangle = 0$ pour ℓ ou $\ell' \geqslant 2$.

En fait, cela revient à vérifier que :

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{n}\sum_n \mathrm{Re}\left(Y_\ell^m\, Y_{\ell'}^{m'}\right) &= 0 \\ \frac{1}{n}\sum_n \mathrm{Im}\left(Y_\ell^m\, Y_{\ell'}^{m'}\right) &= 0 \end{aligned}\right\} \text{ pour } l \text{ ou } l' = 2$$

L'écart attendu est déterminé par la valeur des intégrales :

$$\int\left[\mathrm{Re}\left(Y_\ell^m\, Y_{\ell'}^{m'}\right)\right]^2 d\Omega_1\, d\Omega_2 = \frac{1}{4}\int\left(Y_\ell^m Y_{\ell'}^{m'} + Y_\ell^{m*} Y_{\ell'}^{m'*}\right)^2 d\Omega_1 d\Omega_2$$

les variables se séparant, et $\int Y_\ell^m Y_\ell^m d\Omega$ étant nul, car

$$\int Y_\ell^{m*} Y_{\ell'}^{m'}\, d\Omega = \delta_{mm'}\delta_{\ell\ell'} \quad \text{et} \quad Y_\ell^m = (-1)^m Y_\ell^{-m*} \neq Y_\ell^{m*}$$

il vient :

$$\int\left[\mathrm{Re}\left(Y_\ell^m\, Y_{\ell'}^{m'}\right)\right]^2 d\Omega_1\, d\Omega_2 = \frac{1}{2}\int Y_\ell^{m*}\, Y_\ell^m\, d\Omega_1 \int Y_{\ell'}^{m'*} Y_{\ell'}^{m'}\, d\Omega_2 = \frac{1}{2}$$

TABLEAU I

Λ \ $\bar{\Lambda}$		Re Y_2^0 Im	Re Y_2^1 Im	Re Y_2^2 Im
		$-0,002 \pm 0,016$	$-0,009 \pm 0,011$	$-0,001 \pm 0,011$
		0	$-0,001 \pm 0,011$	$0,003 \pm 0,011$
Re Y_2^0	$0,008 \pm 0,016$	$0,005 \pm 0,004$	$0,001 \pm 0,003$	$-0,0026 \pm 0,0032$
Im	0	0	$-0,0007 \pm 0,0033$	$0,0010 \pm 0,0030$
Re Y_2^1	$0,034 \pm 0,011$	$0,004 \pm 0,003$	$-0,001 \pm 0,003$	$0,0031 \pm 0,0030$
Im	$-0,023 \pm 0,011$	$0,0016 \pm 0,0031$	$-0,0031 \pm 0,0033$	$0,0011 \pm 0,0032$
Re Y_2^2	$0,008 \pm 0,011$	$-0,002 \pm 0,003$	$0,0007 \pm 0,0031$	$-0,0032 \pm 0,0032$
Im	$0,034 \pm 0,011$	$-0,0013 \pm 0,0028$	$-0,0031 \pm 0,0030$	$-0,0022 \pm 0,0031$

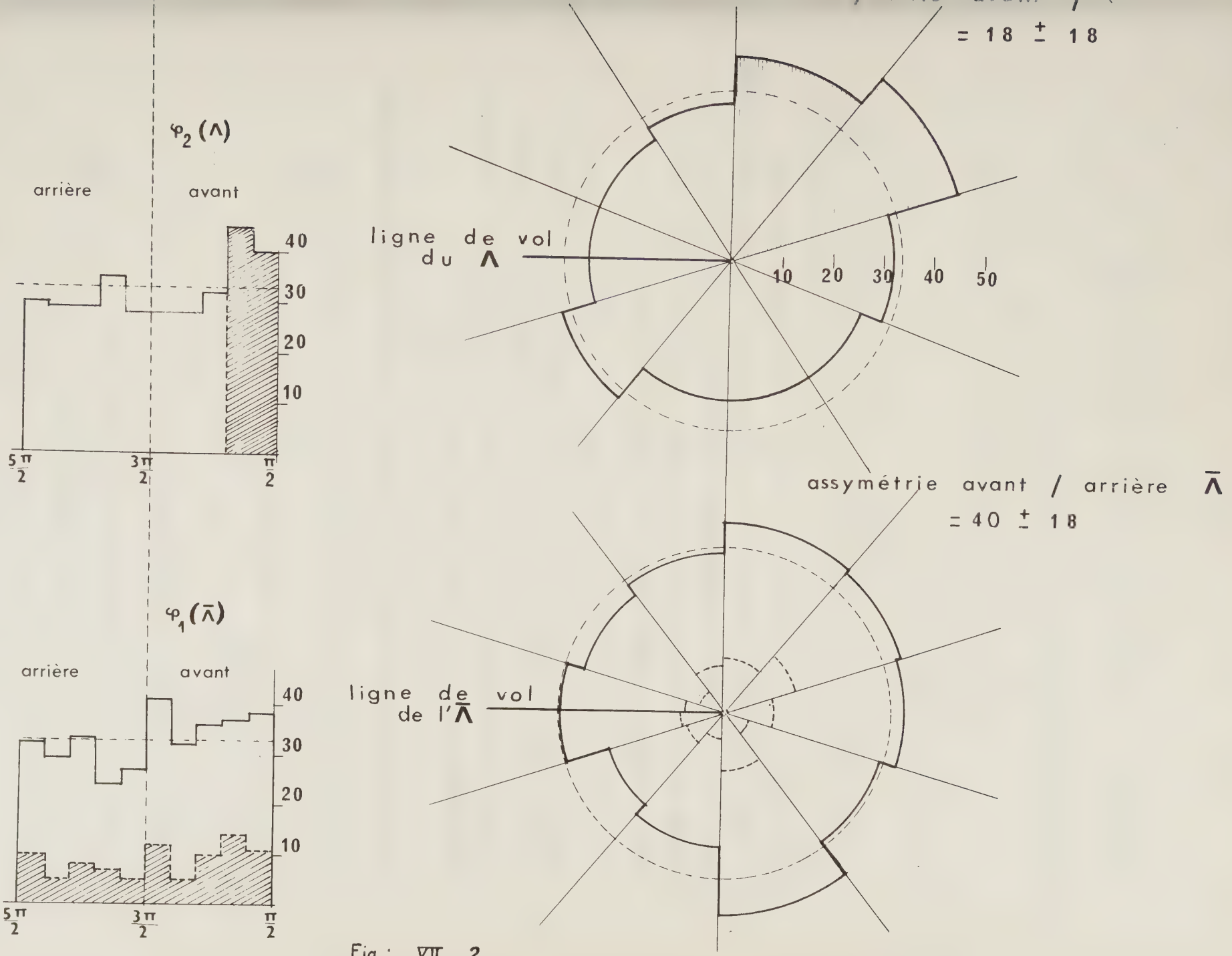

= 18 ± 18
$\varphi_2(\Lambda)$
arrière
avant
40
30
20
10
$\frac{5\pi}{2}$
$\frac{3\pi}{2}$
$\frac{\pi}{2}$
ligne de vol du Λ
10
20
30
40
50
assymétrie avant / arrière $\bar{\Lambda}$
= 40 ± 18
$\varphi_1(\bar{\Lambda})$
arrière
avant
40
30
20
10
$\frac{5\pi}{2}$
$\frac{3\pi}{2}$
$\frac{\pi}{2}$
ligne de vol de l'$\bar{\Lambda}$

Fig : VII _ 2

de même : $\int \left[Im \left(Y_e^m \, Y_{e'}^{m'} \right) \right]^2 d\Omega_1 \, d\Omega_2 = \frac{1}{2}$

la variance est donc :

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \sum_n \left[Re \left(Y_e^m \, Y_{e'}^{m'} \right) \right]^2 = \frac{1}{n} \left(\frac{1}{4\pi} \right)^2 \frac{1}{2}$$

et $\sigma = \frac{1}{4\pi\sqrt{2n}}$

Le tableau I renferme toutes ces moyennes avec les écarts attendus : seuls $Re\left[Y_2^1 (\theta_2 , \varphi_2) \right]$ et $Im\left[Y_2^2 (\theta_2, \varphi_2) \right]$ ne sont pas compatibles avec zéro, étant à trois écarts-standard. Ces déviations sont dues à un excès d'événements tels que $0 < \varphi_2 < \frac{\pi}{2}$ qui apparaît sur la distribution de la figure VII-2 pour le Λ, sans correspondre à un effet quelconque sur l'$\bar{\Lambda}$. Aucune erreur systématique ne pouvant expliquer cet effet, il a été considéré comme une fluctuation statistique.

L'étape suivante a consisté à calculer toutes les valeurs moyennes des polarisations et corrélations de spin, ce qui a permis de vérifier toutes les hypothèses d'invariance. Les résultats sont présentés dans le tableau II : ils sont compatibles avec les conditions suivantes :

Conservation de la parité, et absence de polarisation initiale

$\alpha_{\bar{\Lambda}} P_{1z} = \frac{3}{n} \sum \sin\theta_1 \cos\varphi_1 = 0$ avec l'écart $\sigma = \sqrt{\frac{3}{n}}$

$\alpha_{\Lambda} P_{2z} = \frac{3}{n} \sum \sin\theta_2 \cos\varphi_2 = 0$ "

$\alpha_{\bar{\Lambda}} P_{1y} = \frac{3}{n} \sum \sin\theta_1 \sin\varphi_1 = 0$ "

$\alpha_{\Lambda} P_{2y} = \frac{3}{n} \sum \sin\theta_2 \sin\varphi_2 = 0$ "

$\alpha_{\bar{\Lambda}} \alpha_{\Lambda} C_{xy} = \frac{9}{n} \sum \cos\theta_1 \sin\theta_2 \sin\varphi_2 = 0$ $\frac{3}{\sqrt{n}}$

$\alpha_{\bar{\Lambda}} \alpha_{\Lambda} C_{yx} = \frac{9}{n} \sum \cos\theta_2 \sin\theta_1 \sin\varphi_1 = 0$ "

$\alpha_{\bar{\Lambda}} \alpha_{\Lambda} C_{xz} = \frac{9}{n} \sum \cos\theta_1 \sin\theta_2 \cos\varphi_2 = 0$ "

$\alpha_{\bar{\Lambda}} \alpha_{\Lambda} C_{zx} = \frac{9}{n} \sum \cos\theta_2 \sin\theta_1 \cos\varphi_1 = 0$ "

TABLEAU II

$\bar{\Lambda}$ / $\hat{\Lambda}$: $\mathcal{P}$	0.07 ±0.16	− 0.03 ± 0.16	0.28 ± 0.16	
− 0.30 ± 0.16	0.27 ± 0.45	− 0.54 ± 0.45	− 0.50 ± 0.45	X
− 0.26 ± 0.16	0.13 ± 0.45	− 0.90 ± 0.45	− 0.65 ± 0.45	Y
− 0.02 ± 0.16	− 0.07 ± 0.45	− 0.61 ± 0.45	− 0.66 ± 0.45	Z
	X	Y	Z	C_{ij} : $\bar{\Lambda}$ / $\hat{\Lambda}$

La probabilité de X^2 de toutes ces conditions est égale à 0,33, ce qui constitue une bonne vérification.

Conjugaison de charge

$$\alpha_{\bar{\Lambda}}\,\alpha_{\Lambda}\,(C_{zy}-C_{yz})=\frac{9}{2m}\sum \sin\theta_1 \sin\theta_2 (\cos\varphi_1 \sin\varphi_2-\sin\varphi_1\cos\varphi_2)=0\ \frac{3}{\sqrt{2n}}$$

et $\alpha_{\bar{\Lambda}}\,\alpha_{\Lambda}\,(C_{ij}-C_{ji})=0$

ainsi que $\overrightarrow{P}_{\bar{\Lambda}} = \overrightarrow{P}_{\Lambda}$, donnent une probabilité de X^2 égale à 0,31.

Conservation de PC

$$\alpha_{\bar{\Lambda}}\,\alpha_{\Lambda}\,(P_{2x}-P_{1x})=\frac{3}{2n}\sum(\cos\theta_1+\cos\theta_2)=0 \qquad \sqrt{\frac{3}{2n}}$$

ainsi que $P_{1y} + P_{2y} = 0$, $P_{1z} + P_{2z} = 0$,

$$C_{xz} + C_{zx} = 0\ ,\ C_{xy} + C_{yx} = 0\ ,\ C_{yz} - C_{zy} = 0$$

ont une probabilité de X^2 de 0,33.

Toutes les hypothèses théoriques sont donc bien vérifiées ; des coupures effectuées dans la distribution en $\cos\theta$ n'ont pas affecté ces résultats.

Ces hypothèses étant donc admises, elles permettent de poser :

$$\langle P_{1x}\rangle = \langle P_{2x}\rangle = -0{,}11 \pm 0{,}11 \text{ compatible avec } 0$$

$$\langle Cyz\rangle = \langle Czy\rangle = -0{,}63 \pm 0{,}32$$

MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE

Le problème de l'estimation se pose de la façon suivante : étant donné a priori une distribution de probabilité pour les paramètres u_i : $\varphi(u_1, \dots u_i \dots) = \varphi(\vec{u})$, une distribution a posteriori se déduit de l'échantillon mesuré :

$$\mathcal{P}(\vec{u} \text{ si } \vec{X}) = \frac{\varphi(\vec{u})\,\pi(\vec{X}, \vec{u} \dots)}{\int \varphi(\vec{u})\,\pi(\vec{X}, \vec{u})\,d\vec{u}}$$

où π est la fonction de vraisemblance.

Les contraintes sur les paramètres imposent des restrictions à la fonction φ, qui peut se décomposer en $\varphi(\vec{u}) = \chi(\vec{u})\,\Psi(\vec{u})$, où $\Psi(\vec{u})$ est une fonction variant lentement dans la région permise, et $\chi(\vec{u})$ une fonction égale à 1 dans toute la région accessible aux paramètres, et nulle ailleurs. Cette décomposition permet de traiter d'abord le problème sans contrainte, à l'aide de la fonction $\Psi(\vec{u})$:

$$\mathcal{P}(\vec{u} \text{ si } \vec{X}) = \Psi(\vec{u})\,\pi(\vec{X}, \vec{u})$$

$\chi(\vec{u})$ viendra tronquer cette probabilité à la fin du calcul.

Dans ce cas, la théorie de la méthode de maximum de vraisemblance montre que $\Psi(\vec{u})\,\pi(\vec{X}, \vec{u})$ est une gaussienne indépendante de Ψ, centrée sur l'estimation du maximum de vraisemblance :

soit : $L^{(n)} = \operatorname{Log} \pi(\vec{X}, \vec{u}) = \sum_n \operatorname{Log}\left(1 + \sum_i u_i g_i^{(n)}\right) + n \operatorname{Log} \frac{1}{16\pi^2}$

la méthode consiste à chercher l'ensemble $\vec{u}$ de paramètres qui rend $L^{(n)}$ maximum :

$$\frac{\partial L^{(n)}}{\partial u_i} = \sum_n \frac{g_i^{(n)}}{1 + \sum_j u_j g_j} = 0$$

Un développement réduit, supposant $|\Sigma_i u_i q_i| \ll 1$, permet de calculer des valeurs approximatives des écarts attendus par cette méthode. Quand les valeurs des u_i sont faibles, ces écarts sont de l'ordre de :

$$\sigma_P \approx \frac{\sqrt{6}}{2\alpha} \frac{1}{\sqrt{n}} \approx \frac{2}{\sqrt{n}}$$

$$\sigma_{C_{yz}} \approx \frac{3\sqrt{2}}{2\alpha^2} \frac{1}{\sqrt{n}} \approx \frac{5,6}{\sqrt{n}}$$

$$\sigma_{C_{xx}} = \sigma_{C_{yy}} = \sigma_{C_{zz}} \approx \frac{3}{\alpha^2} \frac{1}{\sqrt{n}} \approx \frac{7,8}{\sqrt{n}}$$

L'erreur systématique possible est de l'ordre de $\frac{1}{n}$, donc négligeable. Expérimentalement, les résultats sont bien conformes à la théorie à partir de n = 100.

Cette méthode est théoriquement plus rigoureuse que la méthode des moments ; cependant le temps de calcul est beaucoup plus long, ce qui a fait préférer l'autre pour un premier essai. A titre de vérification, le maximum de vraisemblance a été utilisé en supposant la conservation de C et P, et la non polarisation du faisceau, ce qui réduisait à 5 le nombre de paramètres à ajuster. Les résultats sont présentés dans le tableau III, ainsi qu'une comparaison avec les résultats de la première méthode. Ces deux jeux de valeurs sont tout-à-fait compatibles.

Las méthode des moments se trouve ainsi justifiée a posteriori, et les résultats obtenus peuvent être considérés comme valables.

TABLEAU III

	Maximum de vraisemblance	Moments
P	- 0,11 ± 0,11	- 0,11 ± 0,11
C_{xx}	0,31 ± 0,41	0,27 ± 0,45
C_{yy}	- 0,86 ± 0,43	- 0,90 + 0,45
C_{zz}	- 0,65 ± 0,43	- 0,66 ± 0,45
$C_{yz} = C_{zy}$	- 0,44 ± 0,30	- 0,63 ± 0,32

Matrice des variances

	dP	dC_{xx}	dC_{yy}	dC_{zz}	dC_{yz}
DP	0,01	0	0	0	0
dC_{xx}		0,18	0	0	0
dC_{yy}			0,19	0	- 0,02
dC_{zz}				0,19	- 0,02
dC_{yz}					0,09

Coefficients de corrélation

	P	C_{xx}	C_{yy}	C_{zz}	C_{yz}
P	1	0,10	0,02	0,06	0,01
C_{xx}		1	0	0,02	0,04
C_{yy}			1	0	0,15
C_{zz}				1	0,14
C_{yz}					1

CHAPITRE VIII

DISCUSSION

A l'issue de cette étude, les différents résultats sont rassemblés et analysés ; la comparaison des sections efficaces totales et différentielles aux résultats obtenus par d'autres groupes à différentes impulsions permettront de dégager la leur variation en fonction de l'énergie, et de tenter une extrapolation à un domaine non encore exploré. Diverses prédictions théoriques, concernant l'échange d'un pôle de Regge, la symétrie unitaire, les modèles de quarks, seront confrontées enfin aux données expérimentales.

SECTIONS EFFICACES TOTALES

Les sections efficaces totales des réactions $\bar{\Lambda}\Lambda$, et $\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$, $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$ ayant été mesurées avec une bonne précision, il est intéressant de joindre leurs valeurs à celles déjà obtenues à d'autres énergies, pour tenter d'en déduire la loi de variation.

Les mesures effectuées par d'autres groupes utilisant des faisceaux d'impulsions, 2,7[801], 3,0[802], 3,25[803] et 3,69 , 3,6 et 4,0[802], 5,7[804] et 6,9[805] GeV/c. A ces expériences s'ajoutent la première expérience de production à 1,6 GeV/c [806], et une étude de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^{-}$ et $\bar{\Sigma}^{+}\Lambda$ [807]. La section efficace de cette dernière réaction est en effet reliée à celle de $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$ et $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$ par l'indépendance de charge ; les états $\bar{\Lambda}\Sigma^{-}$ et $\bar{\Sigma}^{+}\Lambda$ d'isospin (1, - 1) proviennent uniquement de l'état initial $\bar{p}n$, alors que les

états $\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$ et $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$ d'isospin (1, 0), proviennent en part égale de $\bar{p}p$ et $\bar{n}n$, ce qui entraîne :

$$\sigma_{\bar{p}p \to \bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}} \text{ ou } \bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda = \frac{1}{2}\sigma_{\bar{p}n \to \bar{\Lambda}\Sigma^{-}} \text{ ou } \bar{\Sigma}^{+}\Lambda$$

Tous ces points expérimentaux sont portés sur les figures VIII.1 pour $\bar{\Lambda}\Lambda$ et VIII.2 pour $\bar{\Lambda}\Sigma$, $\bar{\Sigma}\Lambda$.

La section efficace de ces réactions est de la forme :

$$\sigma = \frac{p}{qs}\int \frac{1}{16\pi^2}\sum_n \left| F_n \right|^2 d\Omega \qquad \text{, avec}$$

q : impulsion du proton et de l'antiproton dans le centre de masse

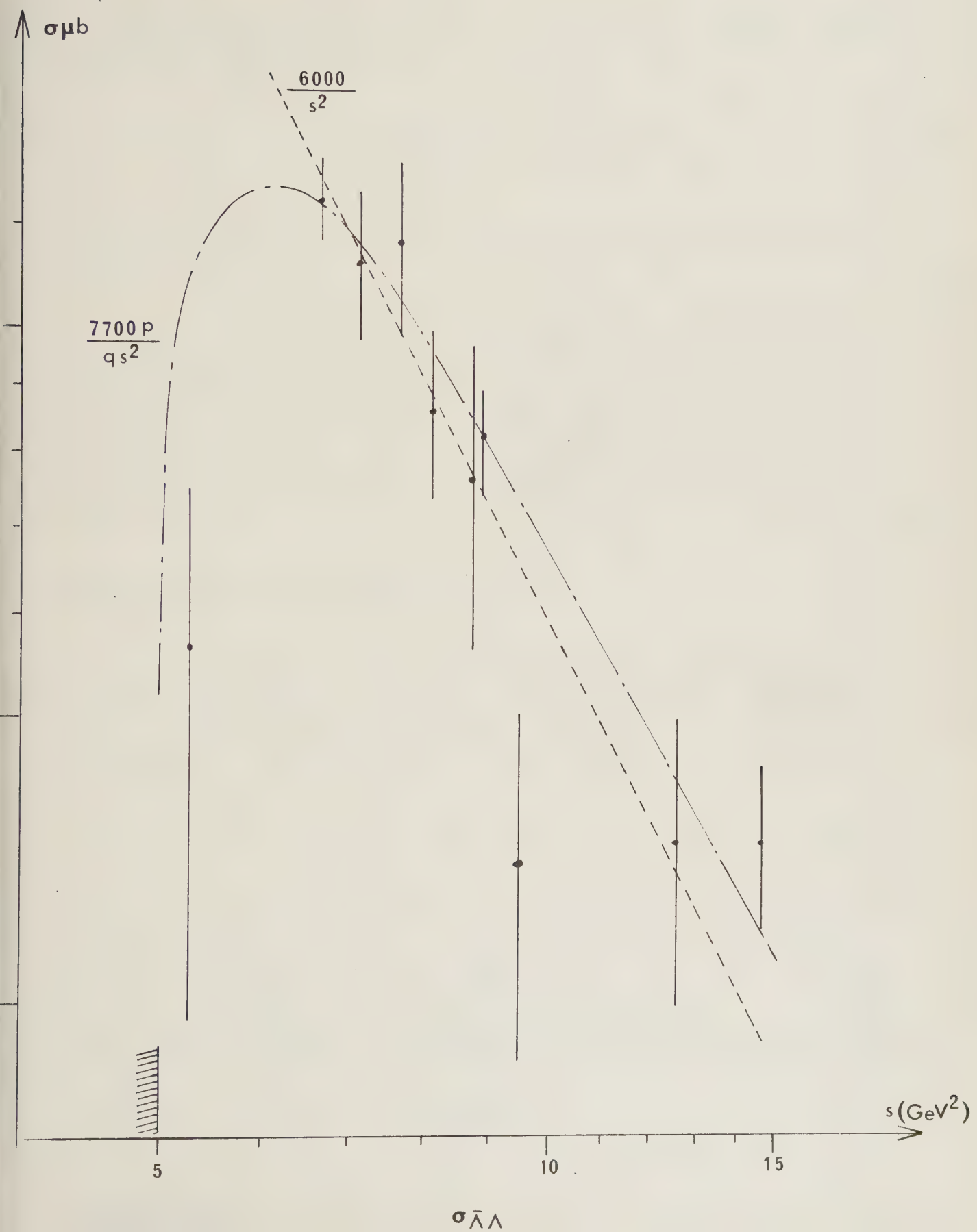
p : impulsion des deux particules finales dans le centre de masse

$\sqrt{s}$: énergie totale dans le centre de masse

les F_n étant les amplitudes correspondant à chaque état de spin possible.

Si ces amplitudes F étaient indépendantes de s et les distributions angulaires invariantes, les sections efficaces totales se répartiraient sur la courbe $\sigma = K\frac{P}{qs}$. L'ajustement de cette équation a été tenté pour les deux réactions : pour les $\bar{\Lambda}\Lambda$, l'accord est très mauvais, conduisant à une probabilité de χ^2 inférieure à 0,1 % ; pour les $\bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$, $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$, l'accord n'est meilleur qu'en raison d'erreurs plus grandes (probabilité de 0,2).

En supposant $\sigma = K\frac{p}{qs}\cdot s^{\alpha}$, l'accord est bon dans les deux cas avec $\alpha = -1$, soit $\sigma = K\frac{p}{qs^2}$, donnant des probabilités de 0,1 pour $K_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 7.700$, et de 0,1 pour $K_{\bar{\Lambda}\Sigma} = 5.100$.



$\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda}$

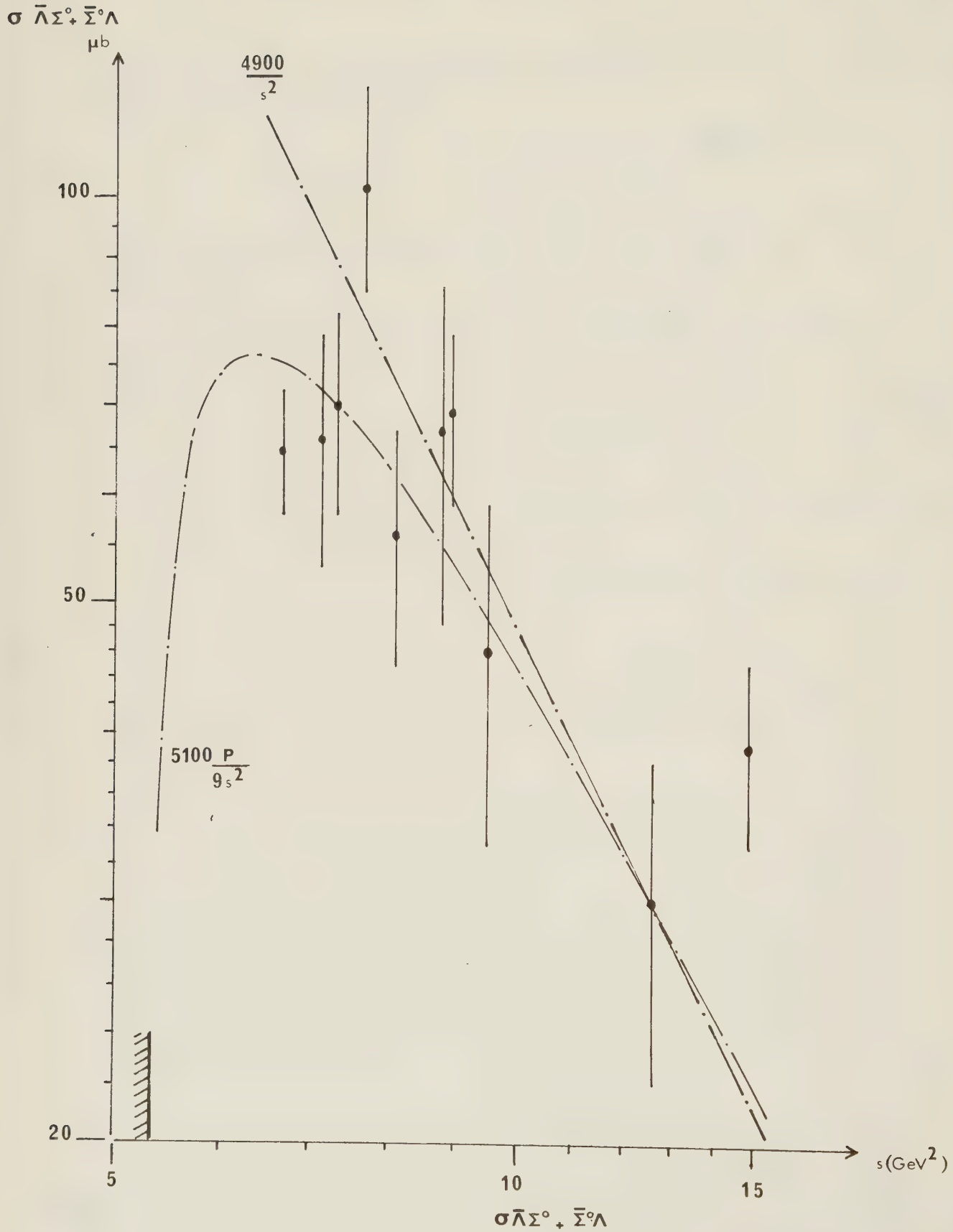


Fig VIII - 2

Il est intéressant de noter que les deux sections efficaces sont alors dans le rapport :

$$\frac{\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda}}{\sigma_{\bar{\Lambda}\Sigma,\bar{\Sigma}\Lambda}} = 1,5 \frac{\mathcal{P}_{\bar{\Lambda}\Lambda}}{\mathcal{P}_{\bar{\Lambda}\Sigma}}$$

Les valeurs expérimentales de ce rapport sont portées sur la figure VIII.3.

D'une manière plus phénoménologique, les sections efficaces totales de ces deux réactions ont des variations en énergie bien ajustées par $\sigma = \frac{K}{s^2}$, dans le domaine $6 < s < 15$ GeV^2. Pour tenter l'extrapolation vers les énergies plus élevées, il est utile d'examiner les sections efficaces différentielles pour en déduire des invariants possibles.

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

La distribution angulaire des deux réactions a été donnée au chapitre V (fig. V.2) ; la figure VIII.4 représente la section efficace différentielle $\frac{d\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda}}{dt}$ en fonction de la variable t de Mandelstam ; cette variable est définie par :

$$t = -(\bar{q} - \bar{p})^2 = (E_p - E_\Lambda)^2 - p^2 - q^2 + 2pq\cos\theta$$

$$-t = p^2 + q^2 - 2pq\cos\theta = (p-q)^2 + 2pq(1-\cos\theta)$$

et la distribution angulaire $\frac{d\sigma}{d\Omega} = A e^{-\lambda 2\pi(1-\cos\theta)}$

peut s'écrire $\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \cdot \exp\left[2\pi\lambda \frac{t-(p-q)^2}{2pq}\right]$

$= Be^{\mu t}$

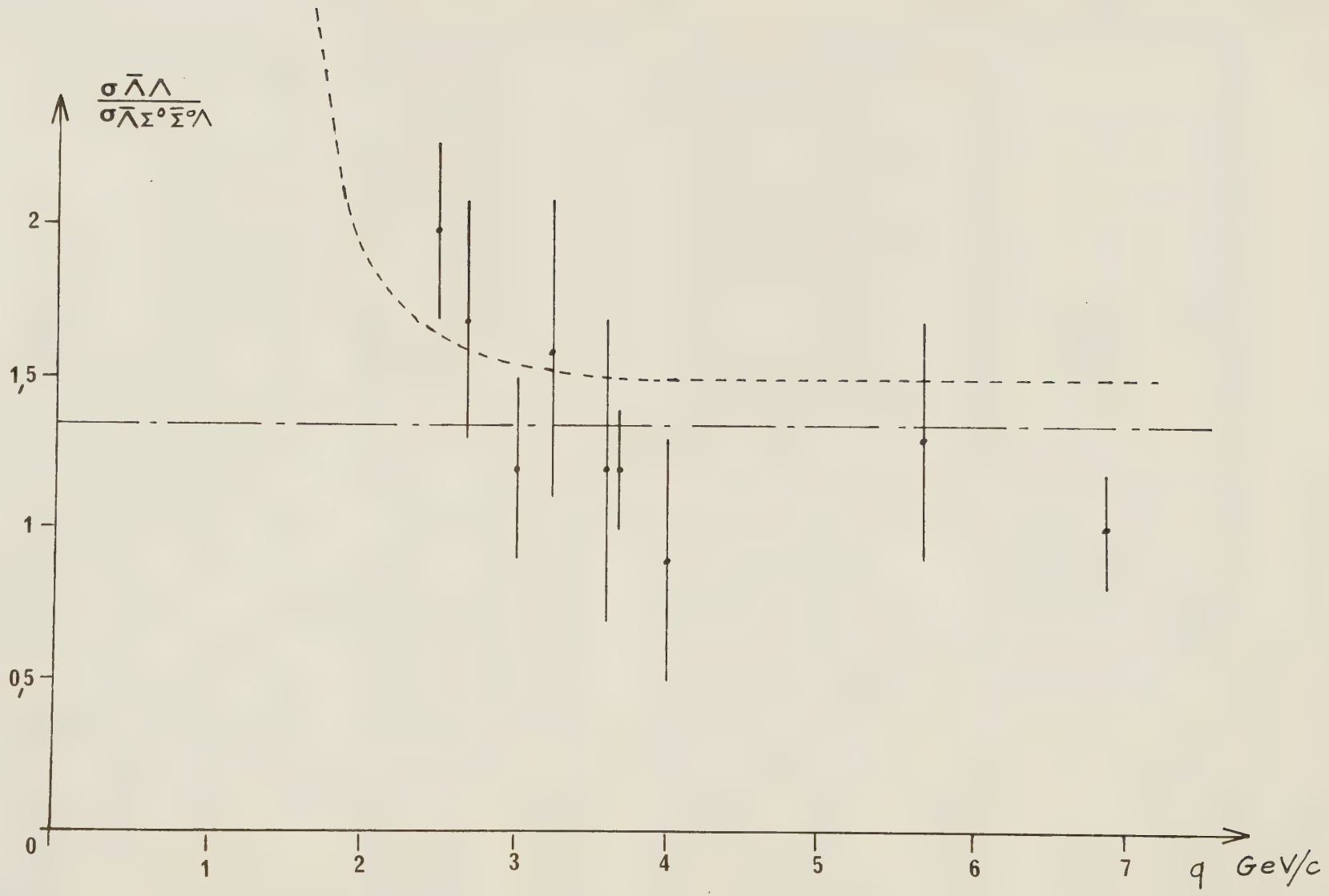

$\frac{\sigma \bar{\Lambda}\Lambda}{\sigma \bar{\Lambda}\Sigma^{o}\bar{\Sigma}^{o}\Lambda}$
2
1,5
1
0,5
0
1
2
3
4
5
6
7
q GeV/c

Fig VIII - 3

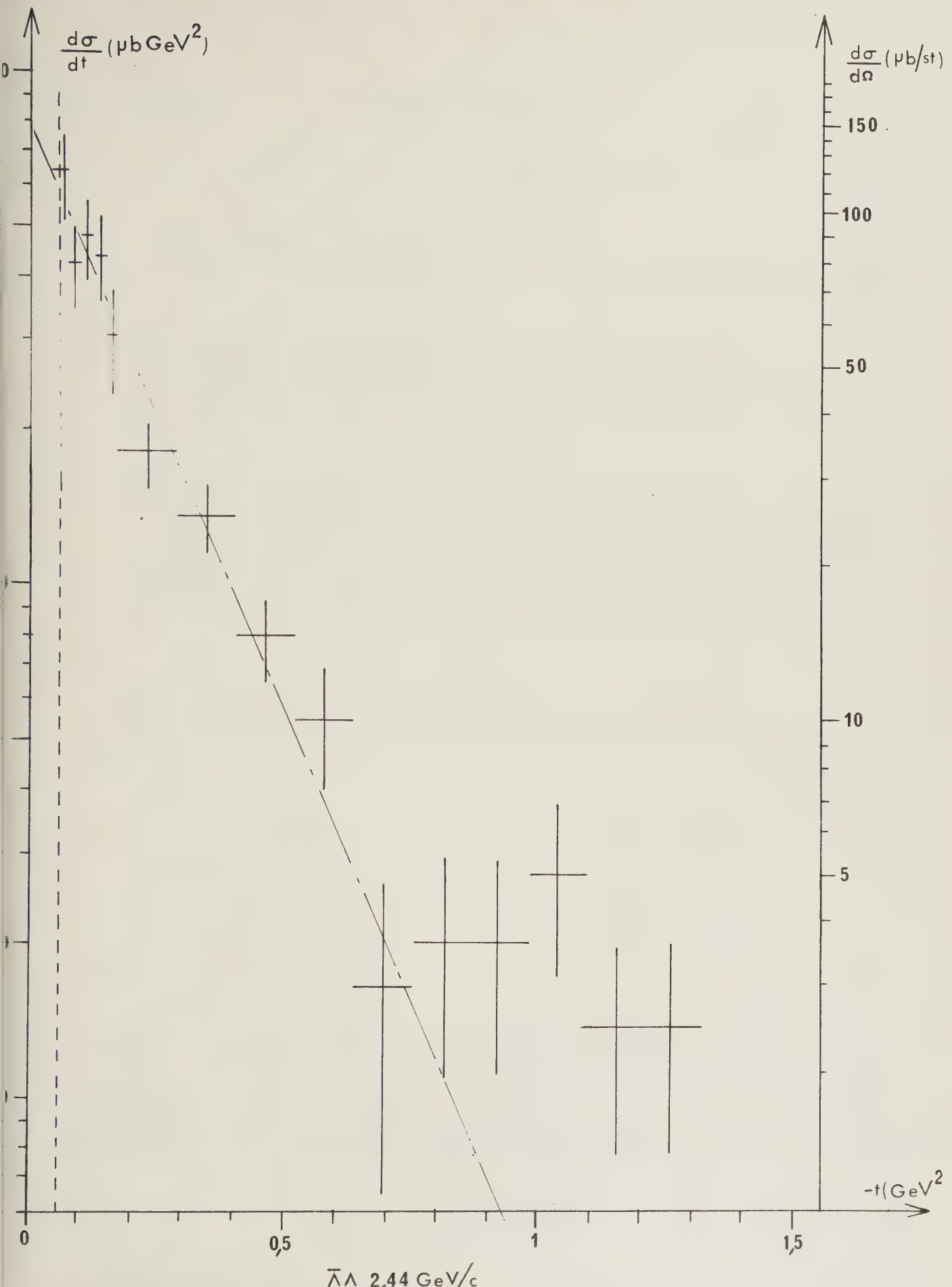

dσ/dt (μb GeV²)
dσ/dΩ (μb/st)
150
100
50
10
5
0
0,5
1
1,5
-t(GeV²
$\bar{\Lambda}\Lambda$ 2,44 GeV/c

Fig : VIII - 4

avec $\mu = \frac{2\pi\lambda}{2pq}$, $B = Ae^{-\mu(p-q)^2}$

par ailleurs, $dt = 2pq\frac{d\Omega}{2\pi}$ d'où :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{d\Omega}\frac{d\Omega}{dt} = \frac{2\pi}{2pq}Be^{\mu t} = \frac{2\pi}{2pq}Ae^{-\mu(p-q)^2}e^{\mu t}$$

La section efficace différentielle obtenue est effectivement bien ajustée par l'exponentielle $\frac{d\sigma}{dt} = Ce^{\mu t}$, avec $\mu = 5{,}8 \pm 1$ GeV^2 , $C = 800 \pm 200$ $\mu b/GeV^2$.

Afin de montrer la variation de cette courbe en fonction de l'énergie, la figure VIII.5 représente l'histogramme obtenu à 2,7 GeV/c, la figure VIII.6 groupe les résultats à 3,0 et 3,25 GeV/c, la figure VIII.7 les résultats à 3,6 , 3,69 et 4 GeV/c, et les points de l'expérience à 6,9 GeV/c sont portés sur la figure VIII.8.

Il apparaît d'abord que toutes les exponentielles ajustées sur ces distributions ont des pentes compatibles entre elles :

à 2,44 GeV/c	5,8 ± 1
2,7	6,7 ± 1
3 et 3,25	6,5 ± 1,5
3,6 - 3,69 - 4	6,5 ± 1,5
6,9	6,0 ± 1,5

Par contre, les valeurs $C = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_o$ sont différentes d'une énergie à l'autre, et décroissent à peu près en s^{-2} ; les axes $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (gradués en $\mu b/st$) portés sur chaque distribution permettent alors de constater que les valeurs $B = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{t=o}$ sont toutes compatibles entre elles.

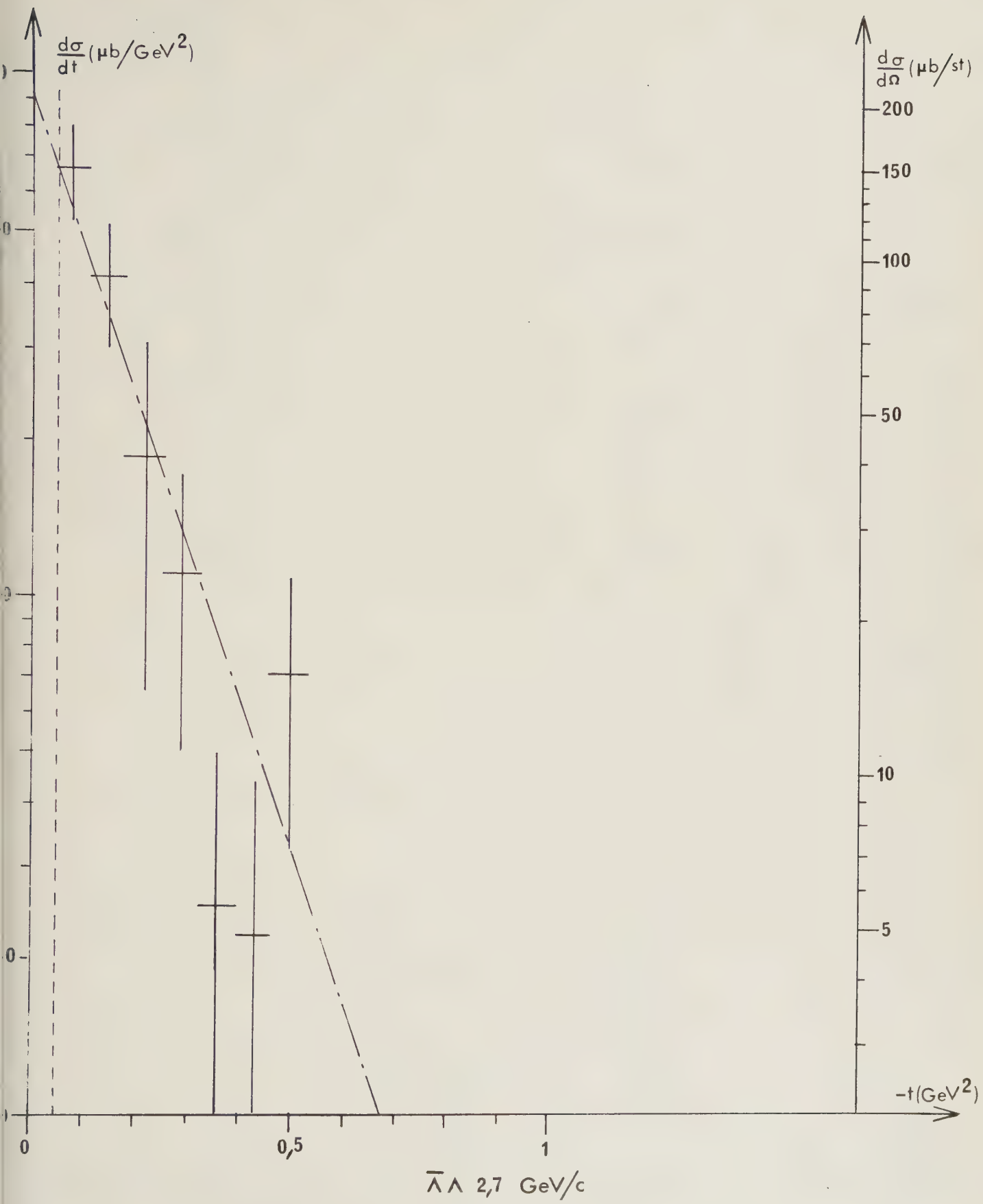

dσ/dt (μb/GeV²)
dσ/dΩ (μb/st)
200
150
100
50
10
5
-t(GeV²)
0
0,5
1
$\bar{\Lambda}\Lambda$ 2,7 GeV/c

Fig : VIII - 5

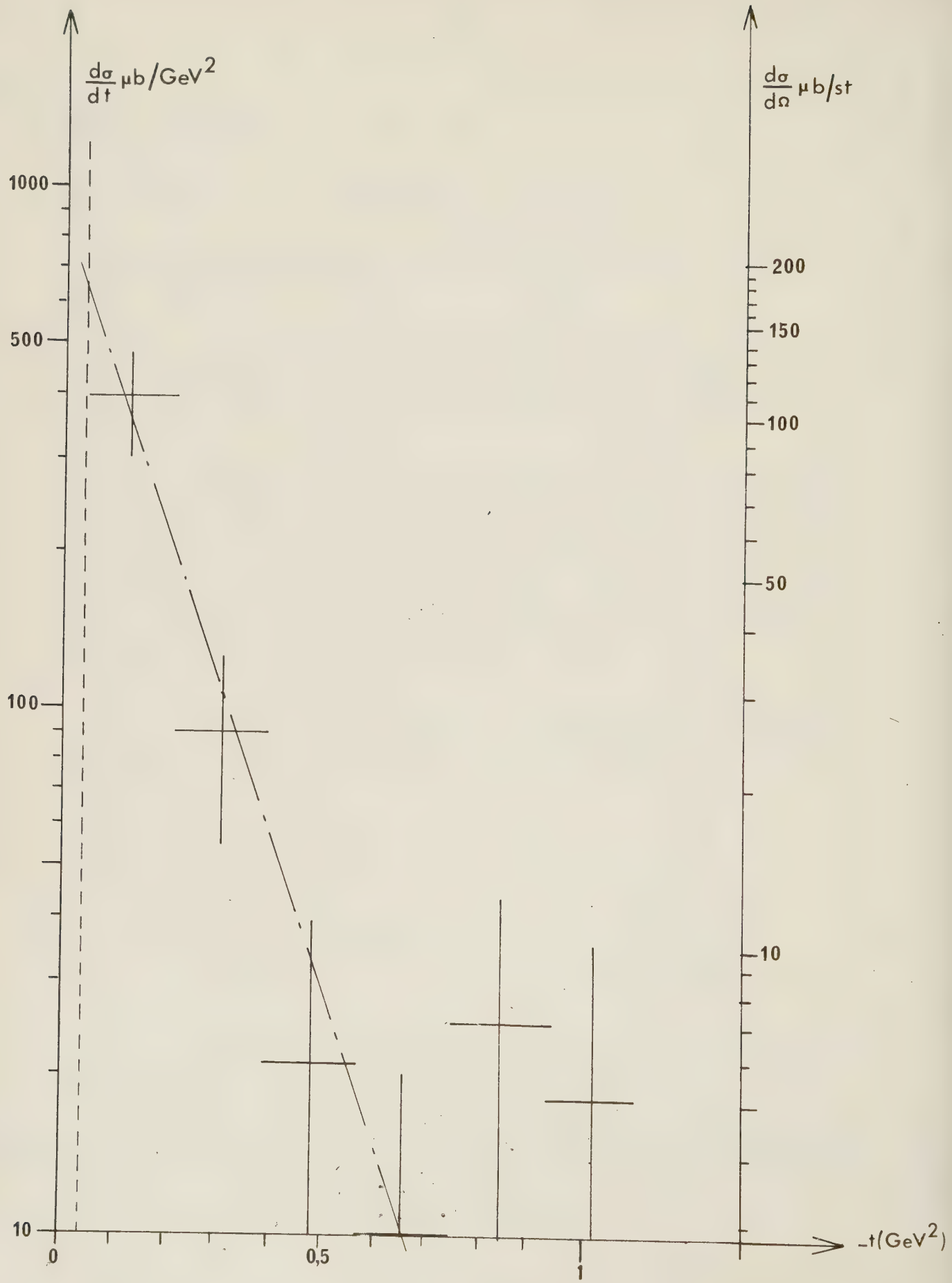
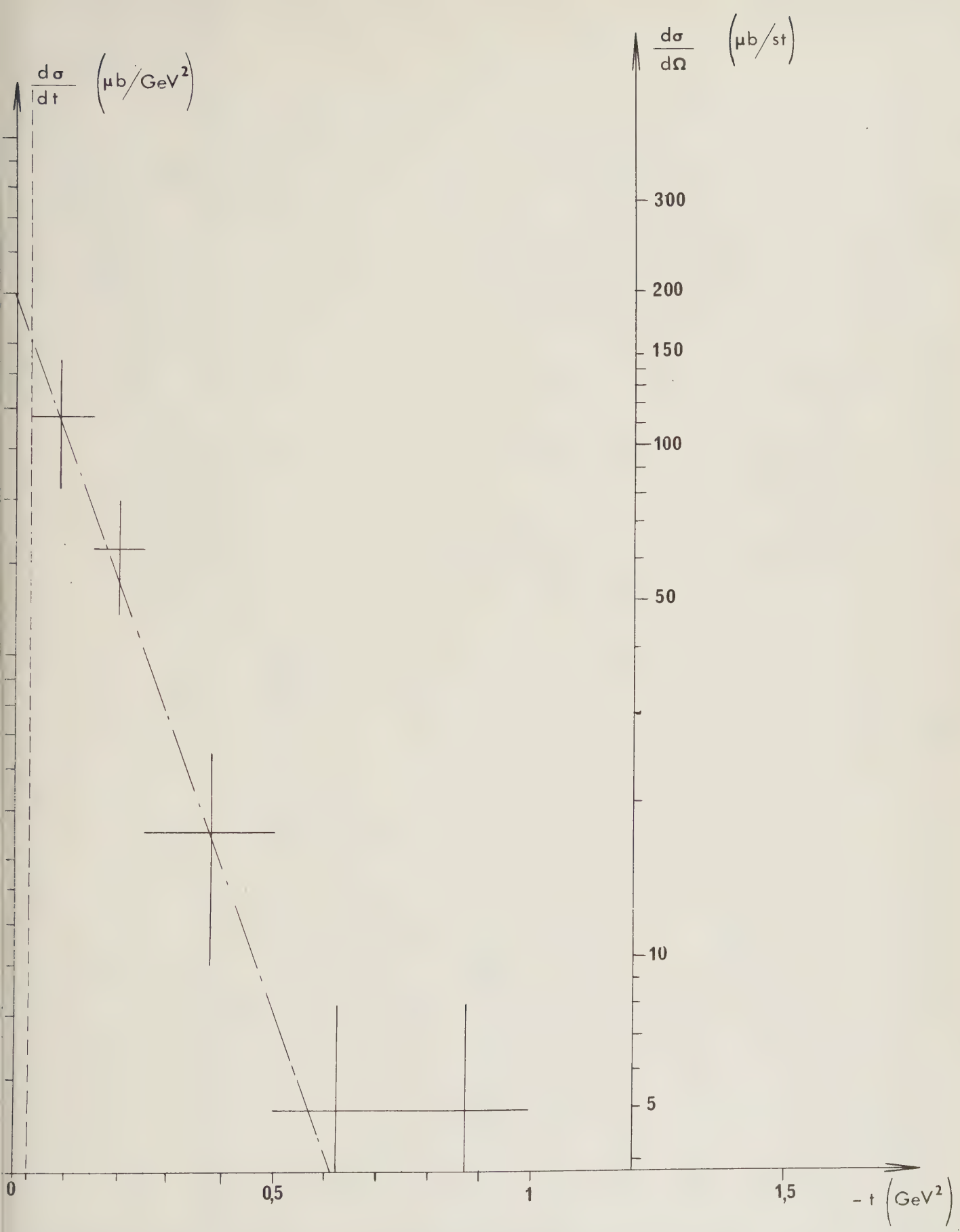


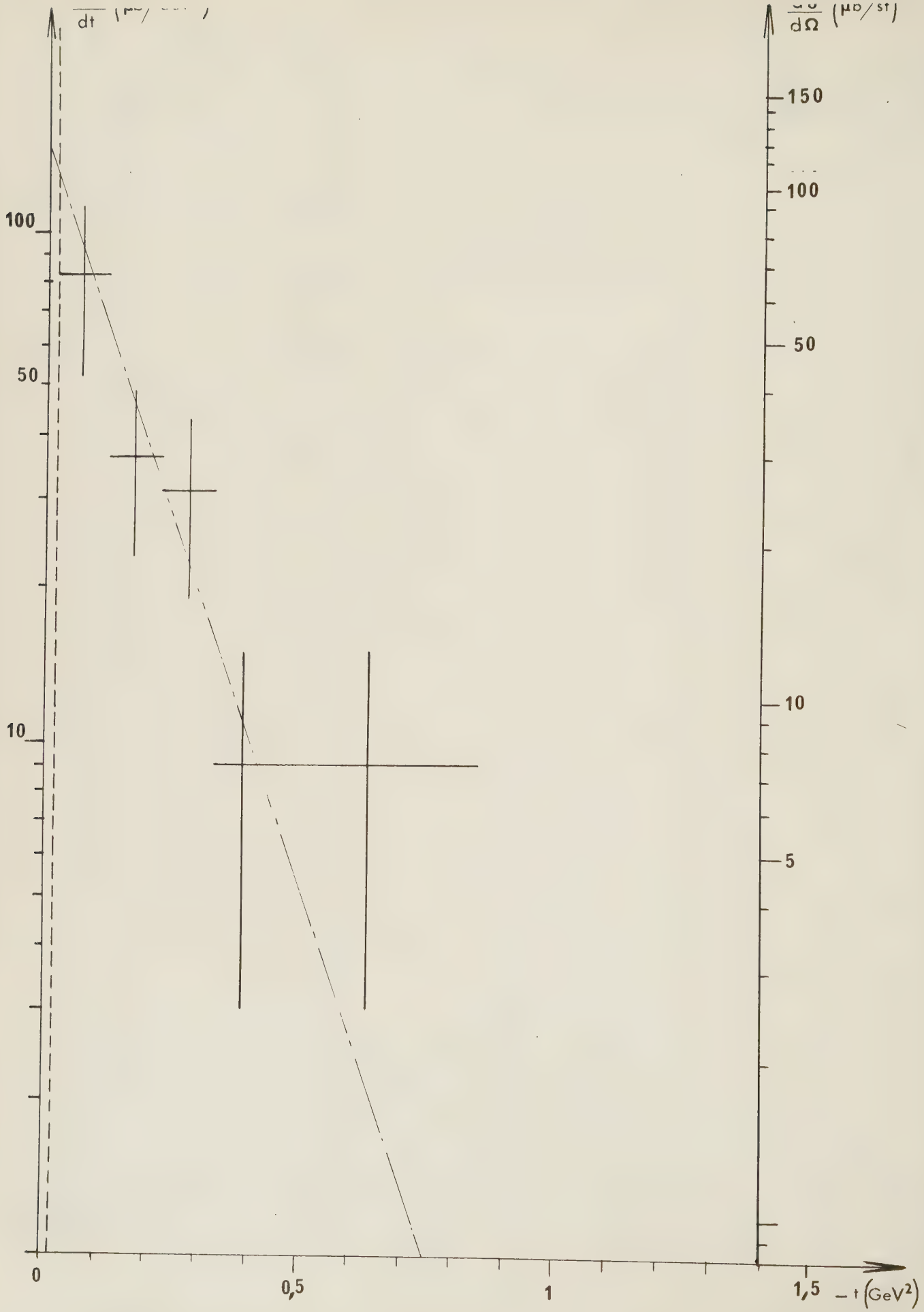
Fig VIII - 6

$\bar{\Lambda}\Lambda$ 3 + 3,3 GeV/C



$\bar{\Lambda}\Lambda$ 3,6 + 3,7 + 4 GeV/c

Fig : VIII _ 7



a VIII - 8

$\bar{\Lambda}\,\Sigma^o, \bar{\Sigma}^o$ 6,9 GeV/c

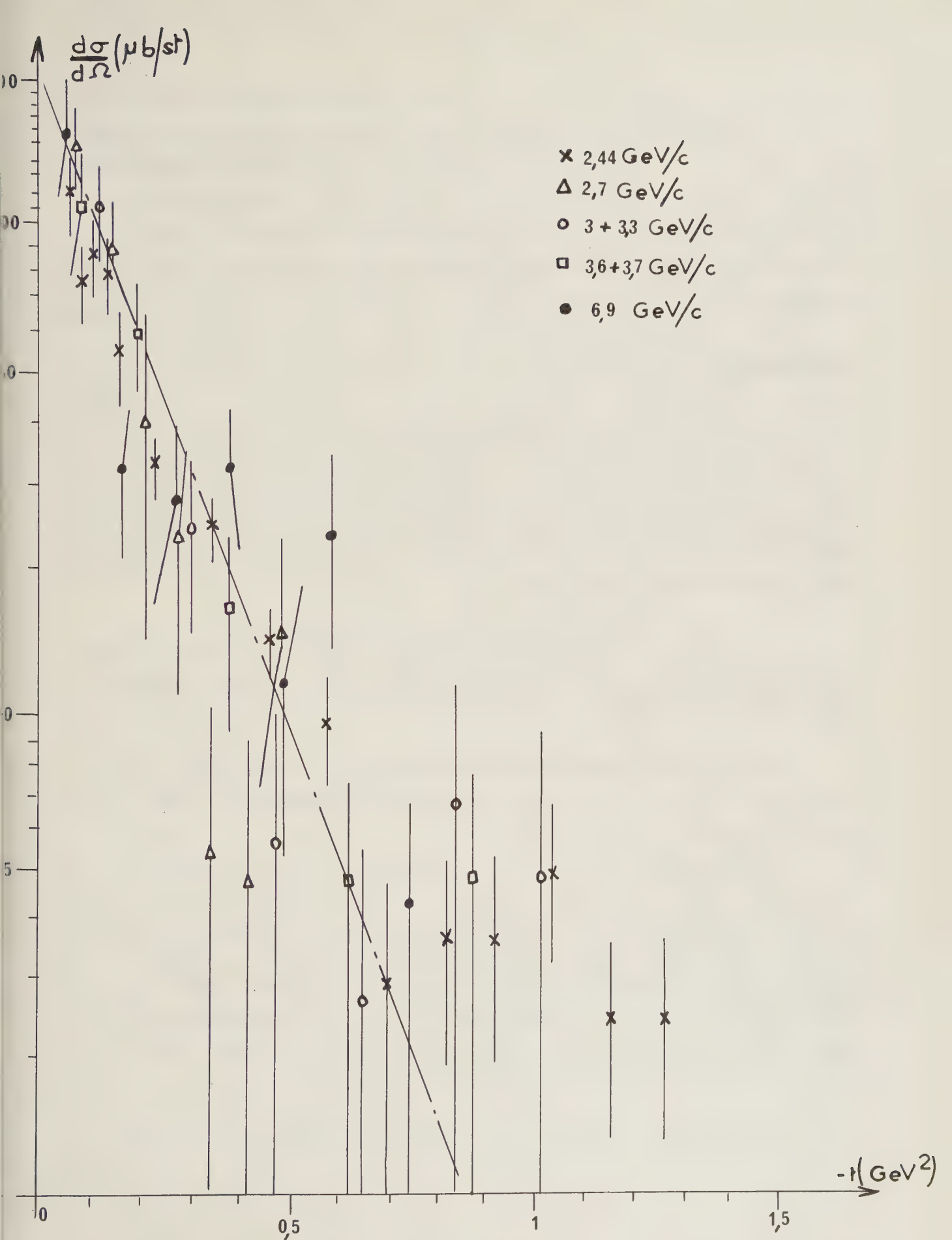

dσ/dΩ (μb/st)
2,44 GeV/c
2,7 GeV/c
3 + 3,3 GeV/c
3,6+3,7 GeV/c
6,9 GeV/c
-t(GeV²)
0
0,5
1
1,5

Fig VIII - 9

Pour vérifier cette compatibilité, ainsi que celle des pentes μ , toutes les distributions ont été portées sur la même figure (VIII.9) : l'accord entre les différentes expériences est bon, et permet de poser $\mu = 6{,}5 \pm 1{,}0\ GeV^{-2}$, $B = 200 \pm 50\ \mu b/st$ (ces deux valeurs étant très corrélées : $< dBd\ \mu > = 20\ \mu b/st.GeV^2$).

EXTRAPOLATION

Trois caractéristiques se sont dégagées de l'étude de la variation de la section efficace avec l'énergie : σ varie en s^{-2}, μ est constant, B est constant, dans le domaine de $s = 6$ à $15\ GeV^2$. La combinaison de deux quelconques de ces propriétés définit une loi de variation qui peut être extrapolée aux énergies plus élevées.

1) Si μ est supposé constant quel que soit s, cela implique, par $\sigma = \int_0^{-\infty} \frac{d\sigma}{dt}\, dt = \int_0^{-\infty} C e^{\mu t} = \frac{C}{\mu}$, que σ varie comme $C = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_0$.

Si B est aussi indépendant de s, $C = \frac{2\pi B}{2 \mp q}$, donc σ varie en $\frac{1}{pq}$. Il se trouve que, dans le domaine étudié, pq varie comme s^2 ; en effet :

$q = \sqrt{\frac{s}{4} - m_p^2}$, $p = \sqrt{\frac{s}{4} - m_\Lambda^2}$ donc $qp \sim \frac{s}{4} - 1$

le rapport $\frac{qp}{s^2}$ est alors équivalent à $\frac{s-4}{4\,s^2}$, qui peut s'écrire : $\frac{1}{4s^2} - \frac{1}{s^2} = \frac{1}{64} - \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{8}\right)^2$, et, en posant $s = \frac{8}{1+K}$, $\frac{qp}{s^2} = \frac{1 - K^2}{64}$. Ceci montre qu'aux alentours de $8\ GeV^2$, le rapport $\frac{qp}{s^2}$ varie peu ; pour $|K| \leqslant 0{,}4$, ce qui correspond à peu près au domaine étudié, $\frac{qp}{s^2}$ est constant à $\pm 8\ \%$ près.

La section efficace totale σ varie donc à peu près comme s^{-2} pour $6 < s < 15$, mais tend vers une courbe en s^{-1} quand s tend vers l'infini.

Une telle variation en $\frac{1}{pq}$ ne rend pas compte de la chute de σ au seuil de la réaction ; il faudrait, par exemple, multiplier cette expression par $\frac{p^2}{q^2}$ pour en tenir compte ; mais alors, l'ajustement aux points expérimentaux est moins bon qu'avec $\sigma = \frac{pK}{q\,s^2}$, et B n'est plus constant, mais varie comme $\frac{p^2}{q^2}$, ce qui est aussi en désaccord avec l'expérience.

2) Si μ est indépendant de s, et si σ varie en s^{-2}, cela entraîne $\frac{c}{\mu} = \sigma = \frac{K}{s^2}$, donc $B = \frac{pq}{\pi} c = \frac{pq}{s^2} \frac{\mu K}{\pi}$ Aux grandes énergies, B décroit en s^{-1}. Un facteur $\frac{p}{q}$ rend la courbe de section efficace totale compatible avec les points expérimentaux près du seuil ; B vaut alors

$$\frac{p}{q} \frac{pq}{s^2} \frac{\mu K}{\pi} = \frac{p^2}{s^2} K' = \frac{\frac{s}{4} - m_\Lambda^2}{s^2}$$

à peu près constant dans le domaine $6 < s < 15$, décroissant en s^{-1} au-delà.

3) Si B est indépendant de s, σ variant encore comme s^{-2}, μ varie avec s :

$$c = \frac{\pi B}{pq}, \quad \frac{c}{\mu} = \sigma = \frac{K}{s^2} \qquad \text{donc } \mu = \frac{s^2}{pq} \pi B K$$

quand s tend vers l'infini, μ tend vers l'infini comme s.

4) D'autres jeux de conditions sont possibles, par exemple A constant, et σ variant en s^{-2} :

$$\sigma = \frac{K}{s^2} = \int A\, e^{-\lambda 2\pi (1 - \cos\theta)} d\Omega = \frac{A}{\lambda}$$

entraîne que λ varie en s^2. La variation de μ et B s'en déduit :

$$\lambda = \frac{A s^2}{K} \qquad \mu = \frac{A\pi}{K} \frac{s^2}{Pq}$$

a la même variation que dans le cas précédent ;

$$B = A e^{-\mu (P-q)^2} = A e^{-\frac{A\pi}{K} s^2 \frac{(P-q)^2}{Pq}}$$

B varie peu pour s > 6 ; en effet, $\frac{s^2 (P-q)^2}{Pq}$ tend vers une limite finie voisine de 1/2 quand s tend vers l'infini, et $\frac{\pi A}{K}$ est petit, voisin de 0,07, ce qui entraîne que $B_{\infty} / B_{2,44\ GeV/c} \sim 3/4$.

Pour tenir compte de l'espace de phase, et des points expérimentaux près du seuil, il est possible d'écrire :

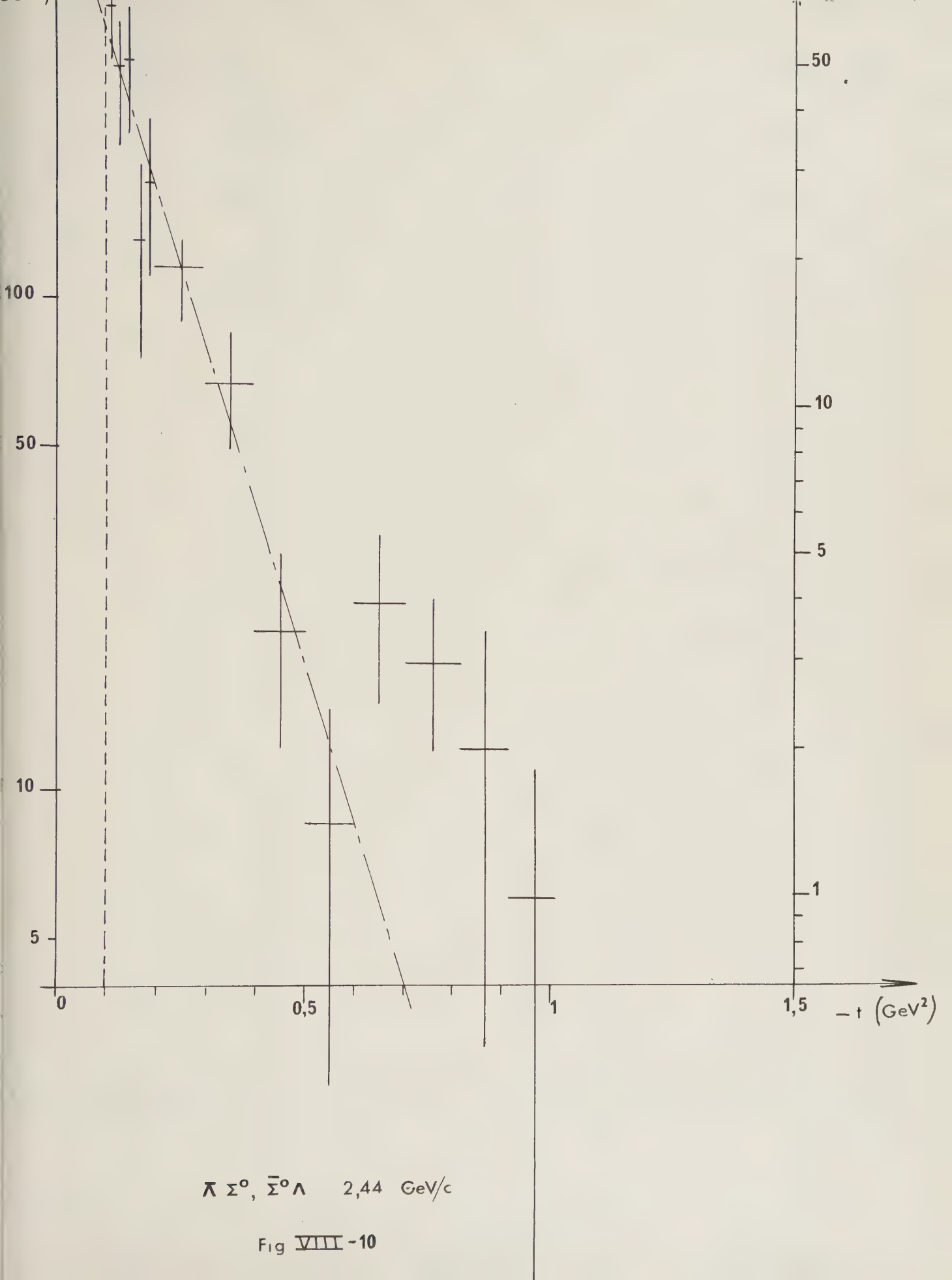
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{P}{q} A e^{-\frac{A}{K} s^2 2\pi (1 - \cos\theta)}$$

d'où $\sigma = \frac{P}{q s^2} K$ qui correspond bien à tous les points expérimentaux ; $\mu = \frac{A\pi}{K} \frac{P}{q} \frac{s^2}{Pq} = \frac{A\pi}{K} \frac{s^2}{q^2}$
qui tend vers une limite finie au seuil, et tend vers l'infini comme s ;

$$B = A \frac{P}{q} \exp\left[-\frac{A\pi}{K} \frac{P}{q} s^2 \frac{(P-q)^2}{Pq} \right]$$

est à peu près constant pour s > 6, et tend vers 0 au seuil.

La situtation est la même pour la réaction $\bar{p}p \to \bar{\Lambda}\Sigma^{\circ}$ ou $\bar{\Sigma}^{\circ}\Lambda$: les figures VIII.10 à 14 montrent les sections efficaces différentielles à 2,44 , 3 , 3,69 , et 6,9 GeV/c, ainsi que le diagramme $\frac{d\sigma}{d\Omega} / -t$ pour toutes les énergies (les points à 3 GeV/c ont été renormalisés pour ramener la section efficace totale au niveau des résultats aux énergies voisines). Ce dernier diagramme montre que B et μ peuvent être considérés comme constants, comme les $\bar{\Lambda}\Lambda$, et que de plus, la valeur de μ obtenue pour les $\bar{\Lambda}\Lambda$ est compatible avec la dis-



$\pi\ \Sigma^o,\ \bar{\Sigma}^o\Lambda$ 2,44 GeV/c

Fig VIII - 10

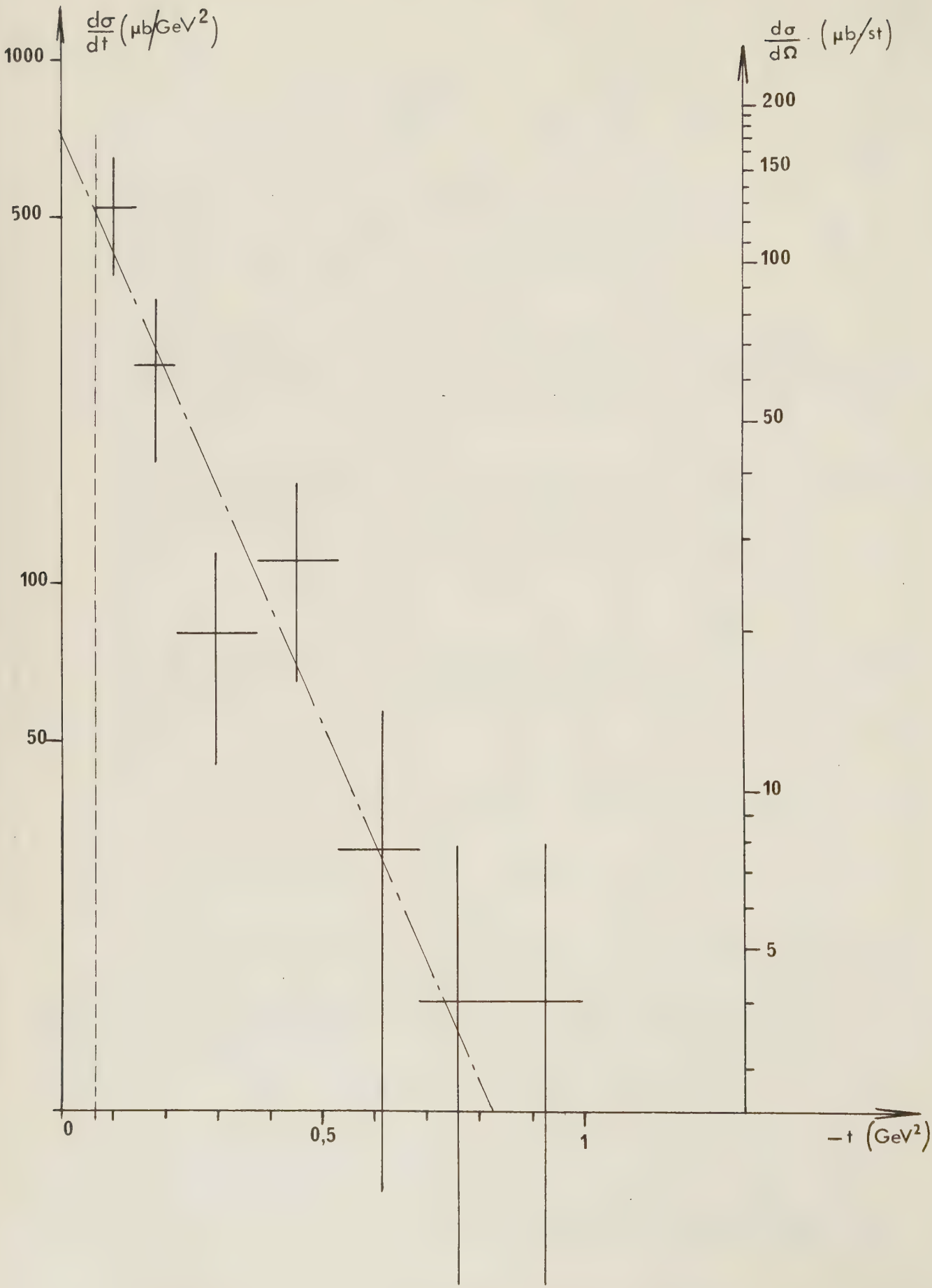
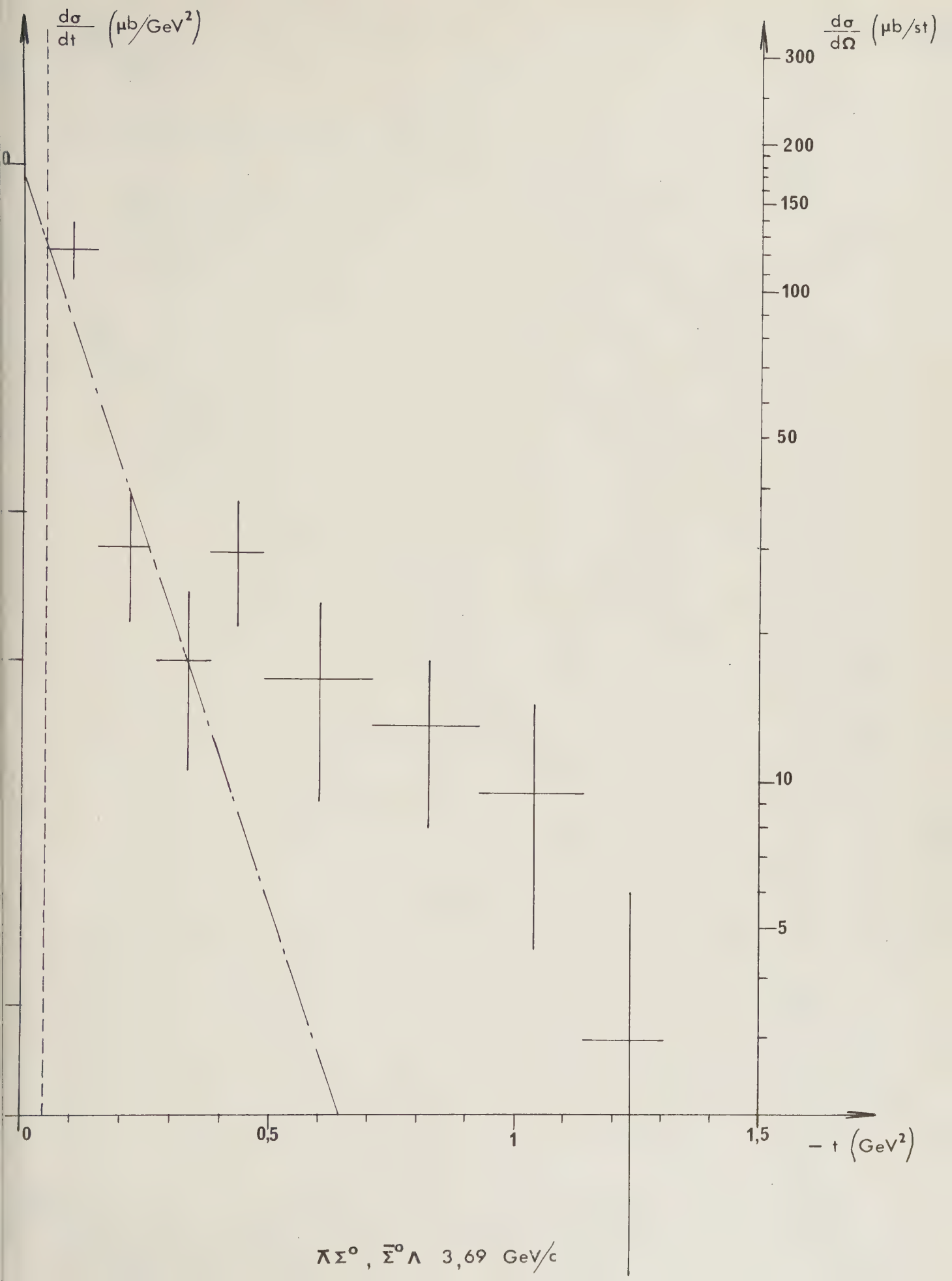


Fig VIII-11

$\bar{\Lambda}\,\Sigma^{o}$, $\bar{\Sigma}^{o}\,\Lambda$ 3 GeV/c



$\Lambda\Sigma^o$, $\bar{\Sigma}^o\Lambda$ 3,69 GeV/c

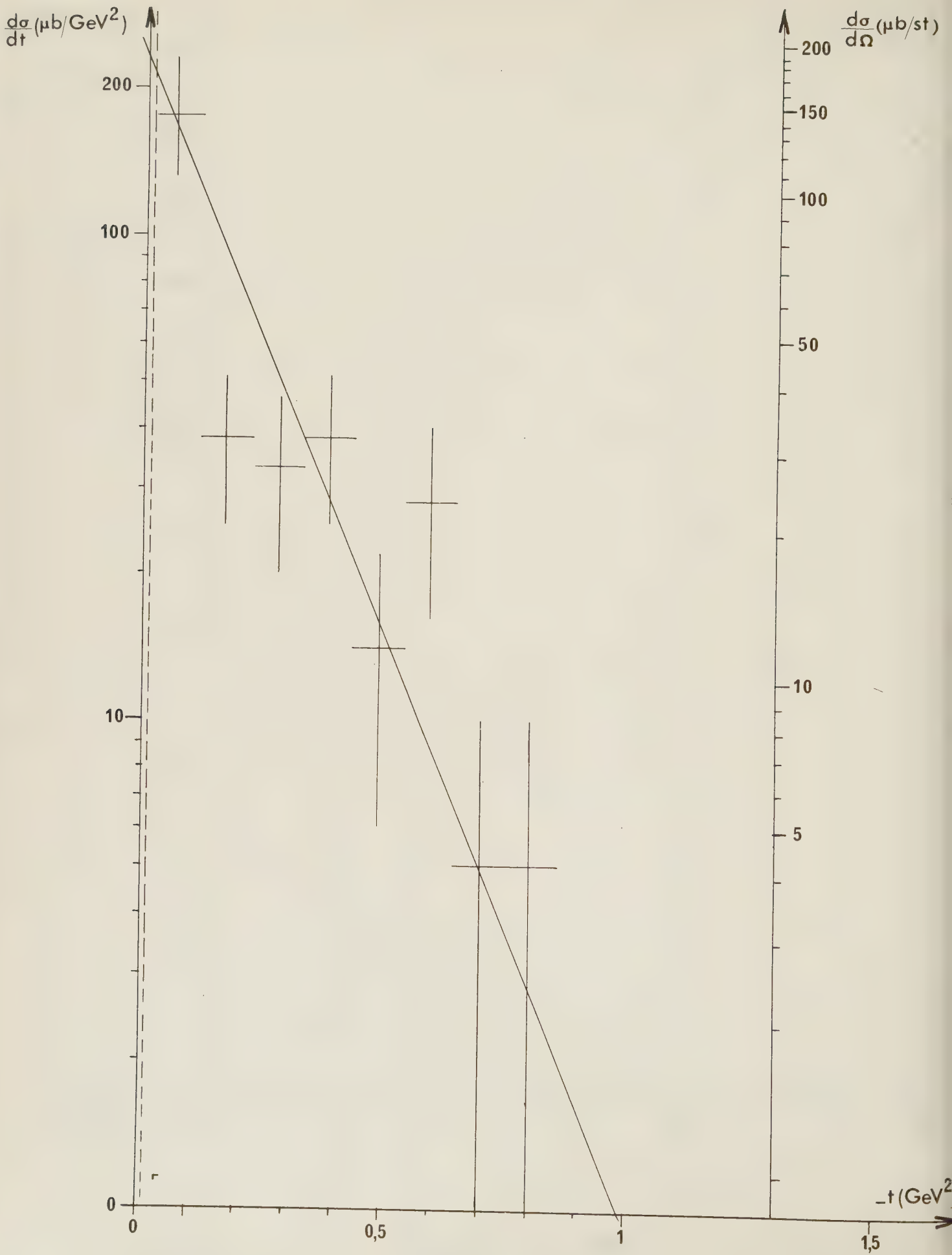
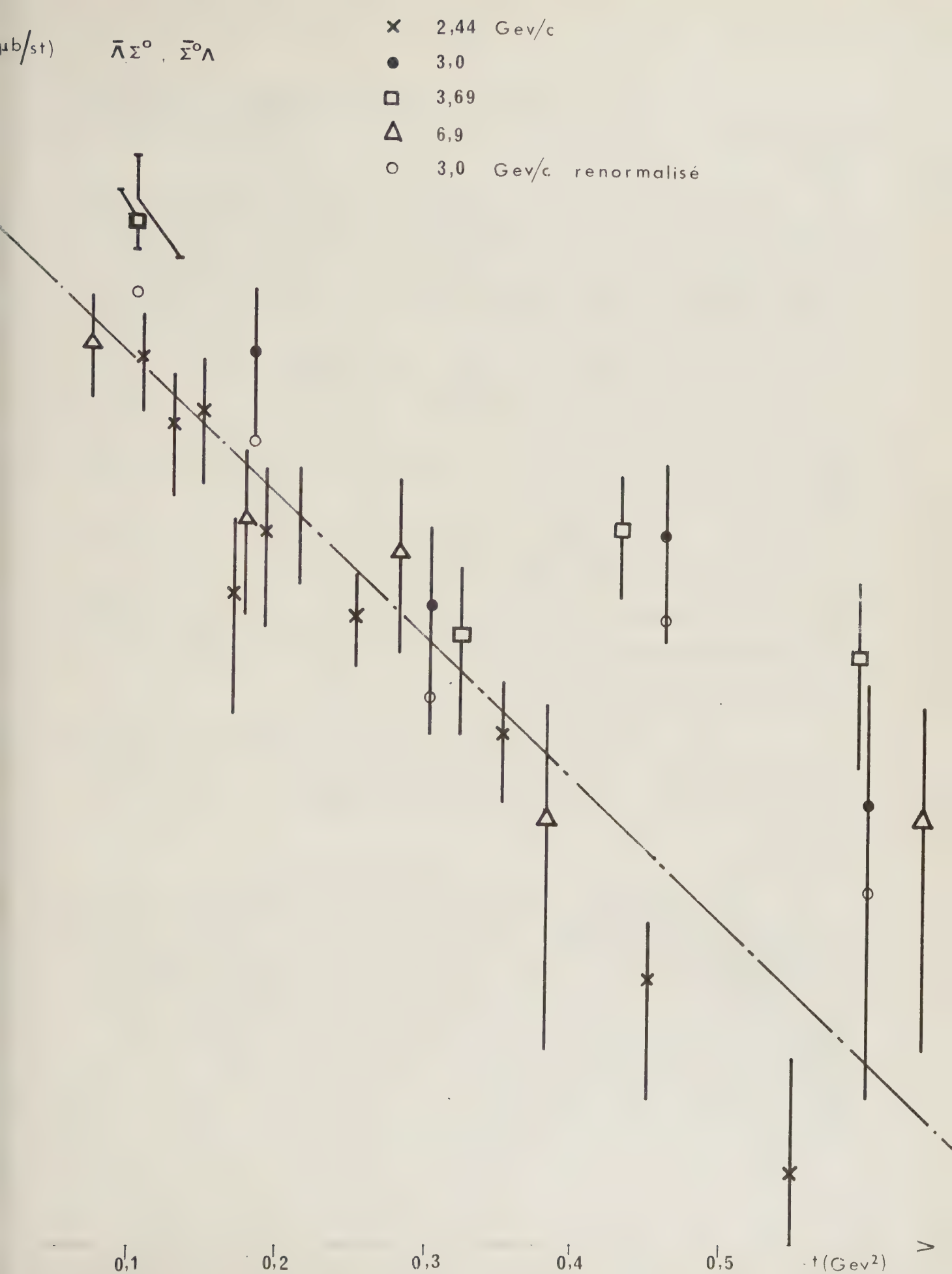


Fig VIII-13 $\bar{\Lambda}\Lambda$ 6.9 GeV/c


μb/st)
$\bar{\Lambda}\Sigma^o$. $\bar{\Sigma}^o\Lambda$
2,44 Gev/c
3,0
3,69
6,9
3,0 Gev/c renormalisé
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
t(Gev²)

tribution des points $\bar{\Lambda}\Sigma^0, \bar{\Sigma}^0\Lambda$; la valeur de $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{t=0}$ est alors 120 μb /st.

Cette coïncidence des deux pentes μ conduit donc à poser comme nouvelle hypothèse que $\mu_{\bar{\Lambda}\Lambda} = \mu_{\bar{\Lambda}\Sigma}$; ceci peut conduire à μ constant, qui implique soit $\sigma = \frac{K}{s^2}$ ou $\frac{\mathcal{P}}{q}\frac{K}{s^2}$ soit $\sigma = \frac{K}{\mathcal{P}q}$; cette dernière équation conduit à

$$\frac{\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda}}{\sigma_{\bar{\Lambda}\Sigma,\bar{\Sigma}\Lambda}} = \frac{K_{\bar{\Lambda}\Lambda}}{K_{\bar{\Lambda}\Sigma,\bar{\Sigma}\Lambda}} \times \frac{\mathcal{P}_{\bar{\Lambda}\Sigma}}{\mathcal{P}_{\bar{\Lambda}\Lambda}}$$

alors que les courbes ajustées aux points expérimentaux donnent

$$\frac{\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda}}{\sigma_{\bar{\Lambda}\Sigma,\bar{\Sigma}\Lambda}} = \frac{K_{\bar{\Lambda}\Lambda}}{K_{\bar{\Lambda}\Sigma,\bar{\Sigma}\Lambda}} \frac{\mathcal{P}_{\bar{\Lambda}\Lambda}}{\mathcal{P}_{\bar{\Lambda}\Sigma}}$$

L'hypothèse A constant, ou B constant, avec correction d'espace de phase, implique $\mu = k\frac{\mathcal{P}}{q}\frac{s^2}{\mathcal{P}q} = k\frac{s^2}{q^2}$, ce qui donne bien $\mu_{\bar{\Lambda}\Lambda} = \mu_{\bar{\Lambda}\Sigma,\bar{\Sigma}\Lambda}$.

L'hypothèse $\mu_{\bar{\Lambda}\Lambda} = \mu_{\bar{\Lambda}\Sigma,\bar{\Sigma}\Lambda}$ semble donc favoriser la loi $\sigma = K\frac{\mathcal{P}}{qs^2}$, avec soit A ou B constant et μ croissant en s vers les hautes énergies, soit μ constant et A et B décroissant en s^{-1} pour $s > 15$.

La valeur du rapport $\frac{B_{\bar{\Lambda}\Lambda}}{B_{\bar{\Lambda}\Sigma,\bar{\Sigma}\Lambda}} = 1{,}67$ un peu différente de $\frac{K_{\bar{\Lambda}\Lambda}}{K_{\bar{\Lambda}\Sigma,\bar{\Sigma}\Lambda}} = 1{,}5$ peut s'expliquer par la présence du facteur $\frac{\mathcal{P}_{\bar{\Lambda}\Lambda}}{\mathcal{P}_{\bar{\Lambda}\Sigma}}$ agissant ici en moyenne sur les quatre énergies considérées, les points à 2,44 GeV/c ayant plus de poids en raison de leur meilleure statistique ; à cette énergie, $1{,}5 \times \frac{\mathcal{P}_{\bar{\Lambda}\Lambda}}{\mathcal{P}_{\bar{\Lambda}\Sigma}} = 1{,}69$, ce qui donne un très bon accord.

MODELES THEORIQUES

Les résultats qui viennent d'être discutés peuvent maintenant être comparés à diverses prédictions théoriques, et, tout d'abord, aux différents modèles d'échange proposés. Il est bien connu que l'échange simple d'un K ou K* (890) ne rend pas compte de la forte collimation des antihypérons vers l'avant ; cependant, des corrections d'absorption rendent bien compte des distributions angulaires observées aux différentes énergies (808 à 812). Du fait que toutes ces distributions sont compatibles avec une loi exponentielle, tous les modèles proposés qui se rapprochent d'une telle loi peuvent être ajustés aux résultats obtenus. La variation de la section efficace totale avec l'énergie prévue par ces modèles est toutefois très différente de la loi expérimentale, en raison des difficultés introduites par l'échange d'une particule avec spin. L'échange d'un pôle de Regge permet au contraire un bon accord avec l'extrapolation en haute énergie discutée au paragraphe précédent.

La section efficace différentielle peut s'écrire, dans le formalisme des pôles de Regge (813) :

$$\frac{d\sigma}{dt} = f(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_0 + 2\alpha_0' t - 2}$$

L'extrapolation tentée à partir des résultats expérimentaux obtenus pour $6,7 < s < 14,8$ fait apparaître une variation en s^{-1} ou s^{-2} suivant les hypothèses d'invariance retenues, soit une décroissance en $s^{-1,5 \pm 0,5}$. Cette décroissance, appliquée au pôle de Regge, implique :

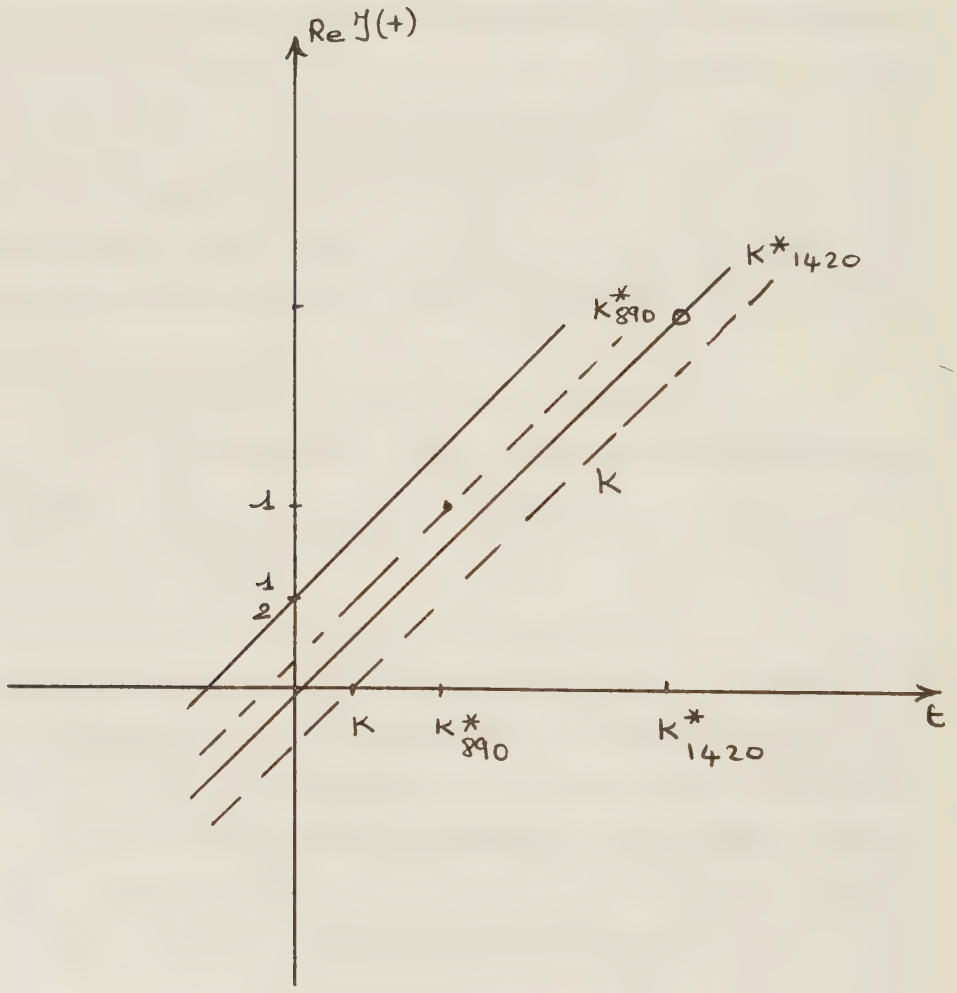
$$2\alpha_0 - 2 = -1,5 \pm 0,5 \quad , \text{ d'où } \alpha_0 = \frac{1}{4} \pm \frac{1}{4}$$

Par ailleurs, la pente de la distribution logarithmique $\log \frac{d\sigma}{dt}/_{-t}$

varie, dans l'intervalle $6,7 < s < 14,8$, au maximum de $6,5 - 1$ à $6,5 + 1$, ce qui entraîne

$$2\,\alpha'_0 \log \frac{14,8}{6,7} < \frac{7,5}{5,5} \quad , \text{ soit à peu près } \alpha'_0 \leqslant 1$$

Ce résultat est compatible avec $\alpha'_0 = 1$, qui entraîne une variation asymptotique de la pente μ en Log (s). Les trajectoires de Regge possibles sont donc comprises entre la droite $1/2 + t$ et l'axe des t, dans le diagramme $\mathrm{Re}\,\mathcal{J}(+)$ / t :



Ce diagramme montre que les données expérimentales sont compatibles avec l'échange d'un $K^*(890)$ ou d'un $K^*(1420)$, mais non avec l'échange d'un K, qui donnerait $\alpha_0 \sim -0,25$, c'est-à-dire une variation de σ en s^{-3}.

Il est également possible de comparer les sections efficaces totales obtenues pour les réactions $\bar{p}p \to \bar{\Lambda}\Lambda$, $\bar{\Sigma}^0\Lambda$, $\bar{\Lambda}\Sigma^0$, et $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ aux prédictions des groupes de symétrie. Dans SU3, l'échange d'un octet peut se faire avec deux types de couplage, qui entraînent les rapports suivants entre les sections efficaces :

	F	D
$\bar{\Lambda}\Lambda$	9	1
$\bar{\Lambda}\Sigma^0, \bar{\Sigma}^0\Lambda$	6	6
$\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$	1	9

les résultats étant : $\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 126 \pm 10\,\mu b$, $\sigma_{\bar{\Lambda}\Sigma^0, \bar{\Sigma}^0\Lambda} = 64 \pm 6\,\mu b$, $\sigma_{\Sigma^0\Sigma^0} = 10 \pm 2\,\mu b$, les proportions qui s'en déduisent, en posant $\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 9$, et en tenant compte du terme d'espace de phase, sont les suivantes :

$\bar{\Lambda}\Lambda$: 9 $\qquad$ $\bar{\Lambda}\Sigma^0, \bar{\Sigma}^0\Lambda$: 5,1 ± 0,7 ± 0,7 $\qquad$ $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$: 0,9 ± 0,2

L'accord est donc très bon avec l'hypothèse de l'échange de l'octet 1^-, qui est une généralisation de l'échange de K^* , mais cela n'exclut pas l'octet 0^- qui peut aussi être couplé par F.

Les modèles de quarks fournissent également des relations entre les sections efficaces totales des réactions d'échange de charge et d'étrangeté (814), parmi lesquelles :

$$\frac{2}{3}\sigma\left(\bar{p}p \to \bar{\Lambda}\Lambda\right) = \sigma\left(\bar{p}p \to \bar{\Sigma}^0\Lambda + \bar{\Lambda}\Sigma^0\right) + \sigma\left(\bar{p}p \to Y^{*0}\Lambda + \bar{\Lambda}Y^{*0}\right)$$

et $\sigma(\pi^- p \to K^0 \Lambda) = \frac{9}{8}\sigma(\bar{p}p \to \bar{\Sigma}^0\Lambda + \bar{\Lambda}\Sigma^0) - \frac{1}{12}\sigma(\bar{p}p \to \bar{\Lambda}\Lambda)$

La première est bien vérifiée, puisque $\frac{\sigma_{\bar{\Lambda}\Sigma^0,\bar{\Sigma}^0\Lambda}}{\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda}} = \frac{5,1 \pm 0,7}{9}$ et $\sigma_{\bar{Y}^{*0}\Lambda\,/\,\bar{\Lambda}Y^{*0}} < \sigma_{\Lambda\Lambda\pi^0} = \frac{1,56}{9}\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda}$. Pour essayer la deuxième, il est possible d'utiliser une mesure de $\sigma(\pi^- p \to K^0\Lambda)$ effectuée à 2,36 GeV/c [815], qui donne : 114 ± 43 μb. Par division de chaque section efficace par le terme d'espace de phase $\frac{p}{q\sqrt{s}}$, il vient :

$$\left.\begin{aligned} \sigma'(\pi^- p \to K^0\Lambda) &= 880 \pm 330 \\ \sigma'(\bar{p}p \to \bar{\Sigma}^0\Lambda, \bar{\Lambda}\Sigma^0) &= 665 \times \frac{9}{8} = 740 \pm 70 \\ \sigma'(\bar{p}p \to \bar{\Lambda}\Lambda) &= 1190 \times -\frac{1}{12} = -100 \pm 8 \end{aligned}\right\} 640 \pm 70$$

La relation est vérifiée, dans la limite des erreurs, qui sont assez grandes.

POLARISATION ET CORRELATIONS DE SPIN DES $\bar{\Lambda}\Lambda$

Les résultats des mesures de polarisations et corrélations de spin des $\bar{\Lambda}\Lambda$ décrites au chapitre précédent peuvent se résumer de la façon suivante :

$$P_\Lambda = P_{\bar{\Lambda}} = 0$$

$$C_{yz} = C_{zy} = -0,63 \pm 0,32$$

$$C_{xx} = 0,27 \pm 0,45$$

$$C_{yy} = -0,90 \pm 0,45$$

$$C_{zz} = -0,66 \pm 0,45$$

Les valeurs trouvées pour C_{xx}, C_{yy} et C_{zz} permettent de calculer les proportions d'états singlet et triplets par identification avec la matrice densité finale exprimée dans les bases de spin total :

$$\rho\,\text{singlet} = \frac{1 - C_{xx} - C_{yy} - C_{zz}}{4} = -0,21 \pm 0,19$$

Ce résultat est illicite, puisque ρ est obligatoirement positif ; il peut cependant s'exprimer de la façon suivante : $\rho_{\text{singlet}} < 0,2$ avec un degré de confiance de 90 %.

Les résultats sont donc compatibles avec l'absence d'état singlet dans l'état final $\bar{\Lambda}\Lambda$.

Les trois densités de l'état triplet sont données par :

$$\rho_1 = \frac{1 - C_{xx} - C_{yy} - C_{zz}}{4} = 0,57 \pm 0,19$$

$$\rho_2 = \frac{1 + C_{xx} - C_{yy} + C_{zz}}{4} = 0,38 \pm 0,19$$

$$\rho_3 = \frac{1 + C_{xx} + C_{yy} - C_{zz}}{4} = 0,22 \pm 0,19$$

les vecteurs $|1>, |2>, |3>$, étant définis par :

$$|1> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|- +> - |+ ->)$$
$$|2> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+ +> + |- ->)$$
$$|3> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|- +> + |+ ->)$$

Les densités des différents états d'hélicité sont les termes diagonaux de la matrice densité dans les bases d'hélicité, soit :

$$\rho_{++} = \rho_{--} = \frac{1 + C_{zz}}{4} = 0,08 \pm 0,11$$

et $$\rho_{+-} = \rho_{-+} = \frac{1 - C_{zz}}{4} = 0,41 \pm 0,11$$

Dans ce système, la valeur moyenne explicite de la matrice densité finale s'écrit :

$$\rho_f = \begin{bmatrix} 0{,}08 \pm 0{,}11 & i(0{,}16 \pm 0{,}08) & i(0{,}16 \pm 0{,}08) & 0{,}29 \pm 0{,}15 \\ -i(0{,}16 \pm 0{,}08) & 0{,}41 \pm 0{,}11 & -0{,}16 \pm 0{,}15 & -i(0{,}16 \pm 0{,}08) \\ -i(0{,}16 \pm 0{,}08) & -0{,}16 \pm 0{,}15 & 0{,}41 \pm 0{,}11 & -i(0{,}16 \pm 0{,}08) \\ 0{,}29 \pm 0{,}15 & i(0{,}16 \pm 0{,}08) & i(0{,}16 \pm 0{,}08) & 0{,}08 \pm 0{,}11 \end{bmatrix}$$

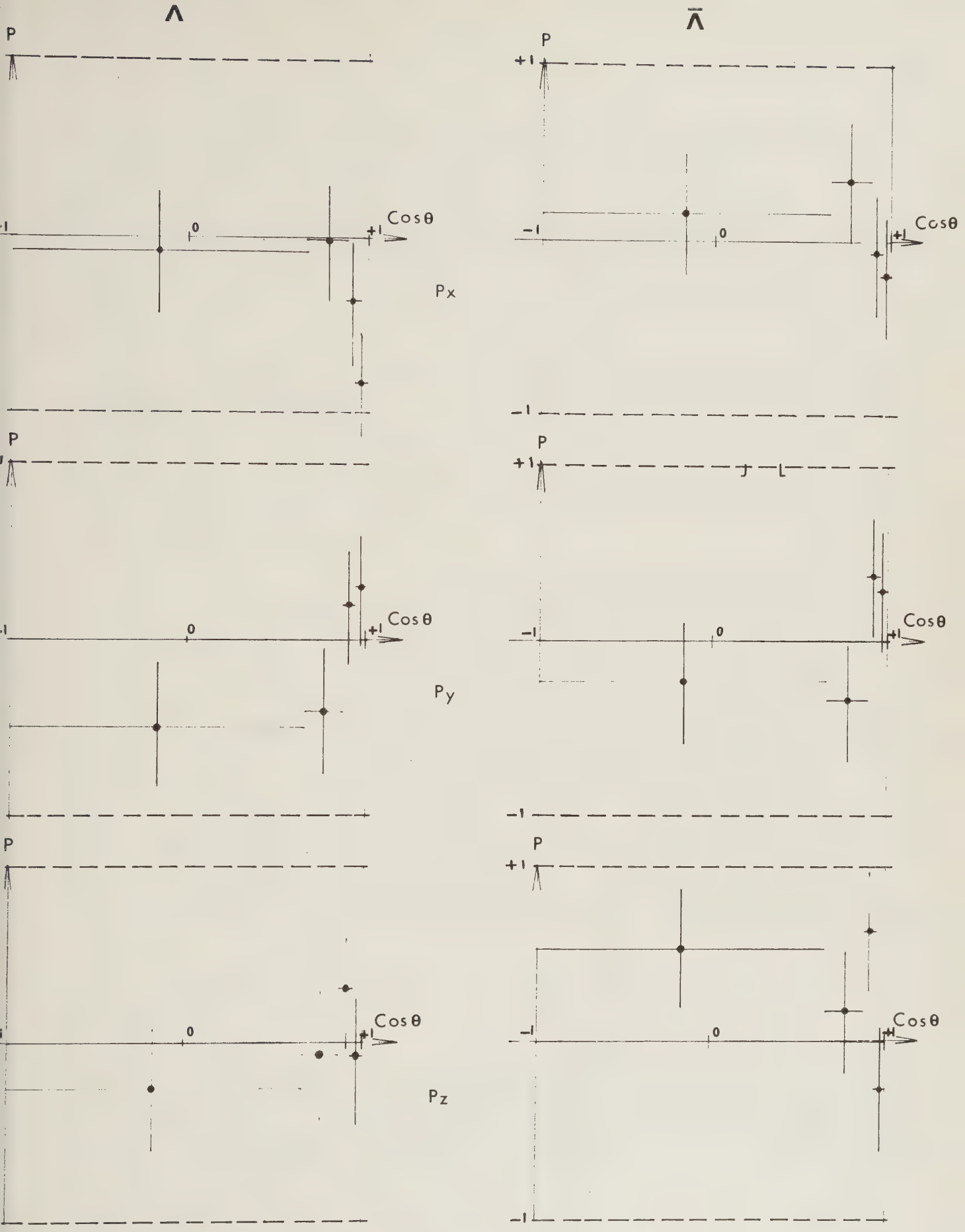
Cette expression montre bien que les corrélations de spin ne sont pas négligeables dans cette réaction ; en effet, la matrice ρ_f est incompatible avec $\frac{1}{4}\mathbb{1}$ avec un grand degré de confiance ; le χ^2 de l'hypothèse $C_{ij} = 0$ est égal à 10, ce qui correspond à une probabilité de 0,04. La matrice de transition n'est pas diagonale : si elle l'était ρ_f le serait aussi, et le χ^2 de tous les termes non diagonaux étant de 9 pour 3 degrés de liberté, la probabilité correspondante est 0,03.

CONCLUSION

L'étude des polarisations et corrélations de spin sur une statistique de plus de 300 événements $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ a permis de déterminer ces termes avec une précision acceptable, qui suffit à assurer avec plus de 95 % de confiance qu'ils ne sont pas tous nuls.

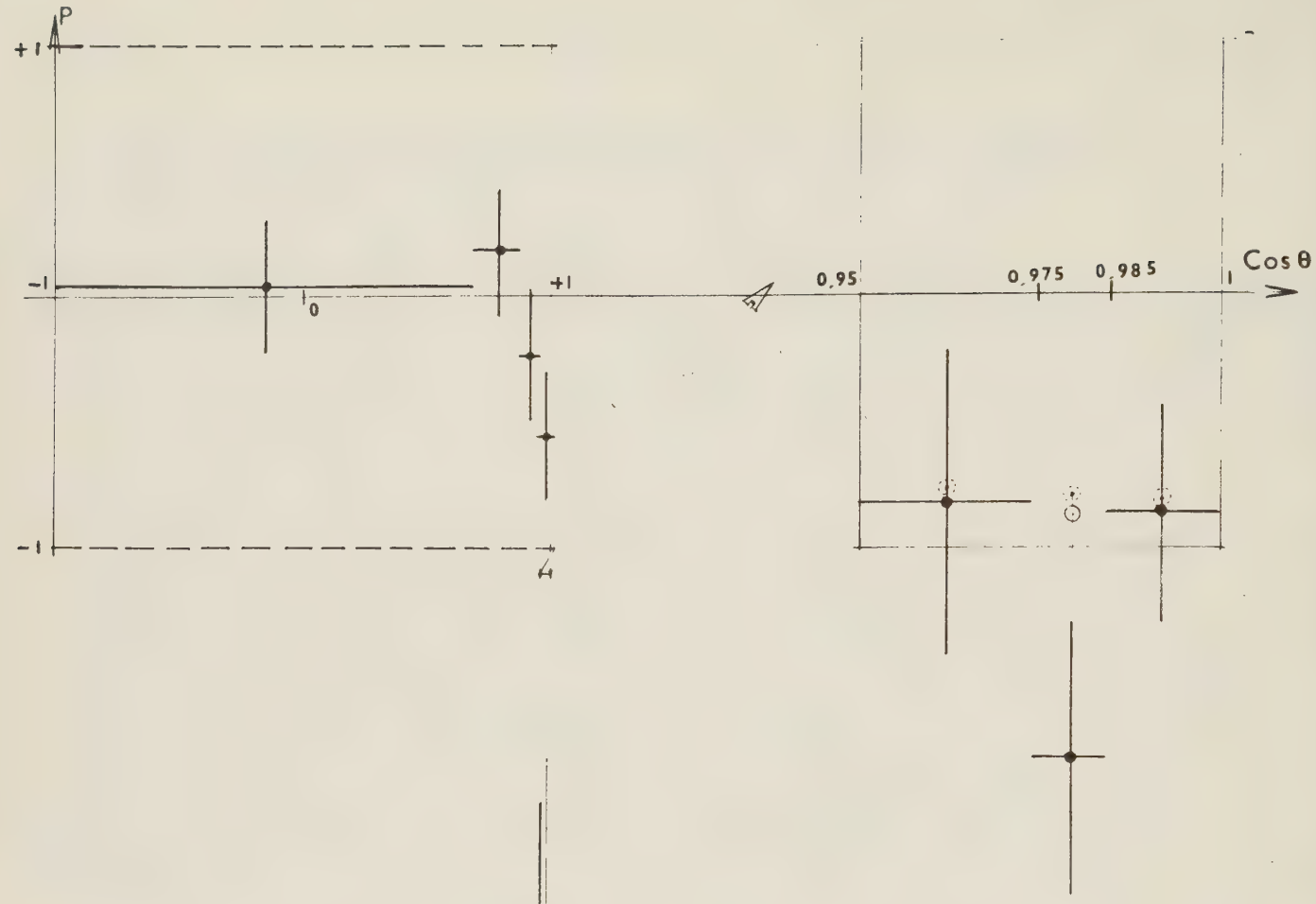
Ces déterminations permettent de préciser les propriétés de la matrice de transition, et laissent supposer, en particulier, que la transition singlet est interdite.

Aucune violation de C ou P n'a été mise en évidence ; de même aucune polarisation du faisceau incident n'a été décelée.



Polarisations

Fig : VIII.15



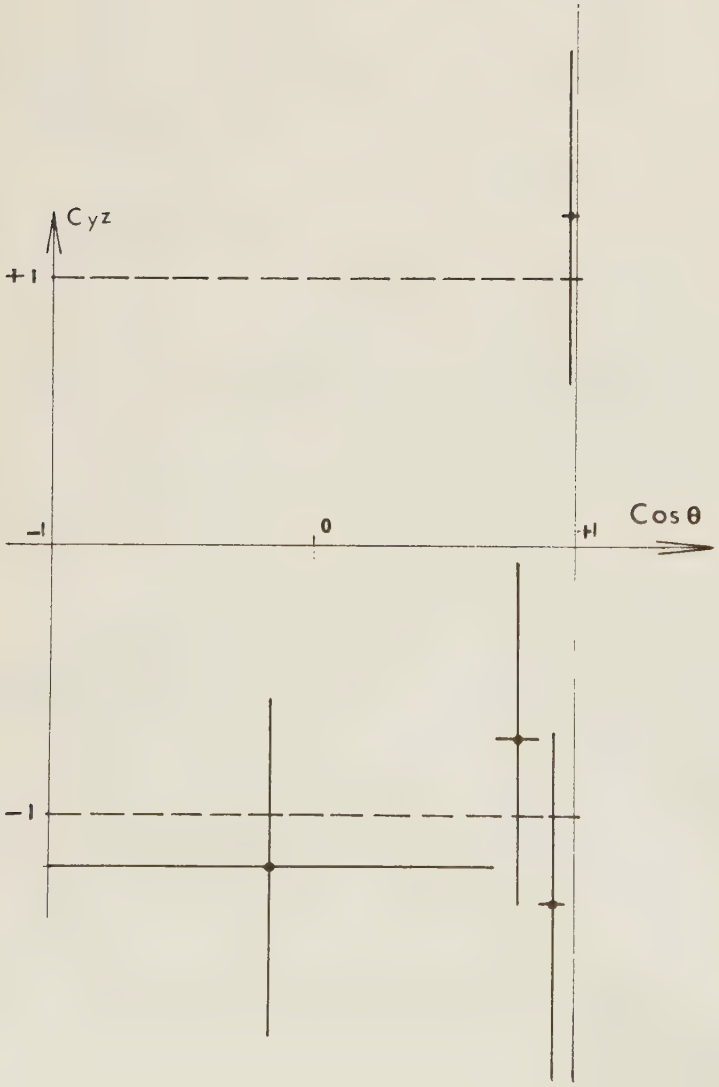


Fig VIII - 16

La bonne précision des mesures de section efficace totale et de distribution angulaire a permis une comparaison instructive avec les résultats à d'autres énergies. Il est possible de tenter une extrapolation de la variation de σ aux énergies non encore explorées, ce qui laisse prévoir en $s^{-1,5 \pm 0,5}$. Ceci est compatible avec un échange de K pôle de Regge.

Il serait intéressant, pour vérifier ces hypothèses, de réaliser une expérience similaire à une énergie beaucoup plus élevée, par exemple avec un faisceau d'antiprotons de plus de 10 GeV/c ; la statistique serait alors diminuée d'un ordre de grandeur par rapport à cette expérience, avec un nombre de photos raisonnable.

Les résultats des mesures de corrélations de spins imposent donc des conditions sévères à la matrice de transition et aux amplitudes de la réaction. La statistique ne permet pas d'étudier la dépendance angulaire de ces termes, sauf pour P et C_{yz} qui sont mieux déterminés, grâce aux égalités $P_\Lambda = P_{\bar{\Lambda}}$, $C_{yz} = C_{zy}$. Leur variation est donnée dans les figures VIII.15 et 16 ; les erreurs sont assez grandes, néanmoins il apparaît que P est presque partout compatible avec zéro, sauf très en avant, où il franchit d'ailleurs la limite - 1, ce qui peut être une simple fluctuation statistique ; C_{yz} accuse une variation très nette en cos θ : en effet, pour

$$-1 < \cos\theta < -0,925 \quad , \quad C_{yz} = -1,04 \pm 0,37$$

et pour $$-0,925 < \cos\theta < 1 \quad , \quad C_{yz} = 0,75 \pm 0,65$$

Pour obtenir plus d'information sur le mécanisme de ces réactions, il serait enfin souhaitable de pouvoir opérer avec un faisceau et une cible polarisés.

REFERENCES

201 - Amaldi et al, N.C. 34,825 (1964)
202 - Diddens et al, Phys. Rev. Let. 1o,262 (1963)
203 - B. Escoubès et al, Phys. Let. 5,132 (1963)
204 - J.Steinberger, Intern. Conf. H.E. Phys. CERN (1958)p147
205 - J. Steinberger, Intern. Conf. H.E. Phys. Moscou (1960)p443
206 - A. Rogozinski, Conf. Intern. Aix-en-Provence (1961) p.375
207 - A. Lloret - Thèse
208 - T.P. Wangler et al, Phys. Rev. 137, B414 (1965)
209 - R.R. Klein et al, Phys. Rev. 150, 1123 (1966)
21o - A.H. Rosenfeld et al, Rev. Mod. Phys. 39,1 (1967)

301 - CERN - TC Program Library
302 - J. Badier - Thèse
303 - Y. Goldschmidt-Clermont, CERN, TC 16-2-67 (rapport interne)

601 - M. Jacob et G.C. Wick, Annalsof Physics 7,404 (1959)
M. Jacob - Thèse
M. Jacob et G.F. Chew, Strong Interaction Physics
W.A. Benjamin Inc N.Y.
602 - G. Cohen-Tannondji et A.M.L. Messiah NC 33,853 (1964)
603 - Loyal-Durand-J. Sandweiss, Phys.Rev. 135,B540(1964)

701 - T.D. Lee et C.N. Yang, Phys. Rev. 108, 1645 (1957)

801 - G.P. Fisher et al, preprint Iowa University (1966)
802 - B. Musgrave et al NC 35,735 (1965)
803 - C. Baltay et al. Phys. Rev 140, B1027 (1965)
804 - R. Böck et al Proc 12th Intern. Conf. HE Phys 1,686 Dubna 1964
805 - C.Y. Chien et al, Phys. Rev 152,1171 (1966)
806 - J. Button et al Phys. Rev. 121, 1788 (1961)
807 - TC Bacon et al. Proc 12th Intern. Conf HE Phys 1,697 Dubna 1964

808 - N.J. Sopkovick NC 26,186 (1962)
809 - Loyal Durand III, Yam Tsi Chin, Phys. Rev. Let 12,399 (1964)
810 - C.H. Chan, Phys. Rev. 133,B431 (1964)
811 - G. Cohen-Tannoudji et H. Navelet NC 37, 1511 (1965)
812 - H. Högaasen et J. Högaasen NC 40A,500 (1965)
813 - S.C. Frautschi Regge Poles and S. Matrix theory
W.A. Benjamin Inc. N.Y.
814 - K. Kajantie et J.S. Trefil - CERN TH 771
815 - G. Alexander et al U C R L Report 10894

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer à Monsieur LEPRINCE-RINGUET ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son Laboratoire, et pour l'esprit dynamique qu'il sait y faire régner.

Je remercie Monsieur B.P. GREGORY grâce à qui j'ai pu orienter ma carrière vers cette recherche passionnante, aussi bien dans le domaine de la physique que dans celui de la technique.

Monsieur A. LAGARRIGUE a bien voulu être le directeur de cette thèse ; je lui en suis profondément reconnaissant.

Monsieur Ch. PEYROU m'a fait l'honneur de me parrainer auprès du CNRS ; il m'a accueilli au CERN dans sa division, où j'ai pu m'initier aux techniques de la chambre à bulles ; qu'il veuille bien accepter mes sincères remerciements.

Monsieur GORODETZKY a accepté la tâche ingrate de rendre compte de mes activités au conseil de perfectionnement de l'Ecole Polytechnique ; je lui exprime ma plus vive reconnaissance.

Monsieur F. MULLER m'a prodigué ses conseils et ses encouragements tout au long de ce travail ; je n'oublie pas tout ce que je dois à son soutien.

Cette thèse n'aurait jamais vu le jour sans l'aide constante et l'amical dévouement de Monsieur J. BADIER ; ma gratitude lui est acquise, ainsi qu'à Monsieur A. BONNET qui a effectué avec brio les calculs de l'expérience à la CDC 3600, et à Monsieur B. SADOULET à qui la partie théorique de cette étude doit beaucoup.

Mademoiselle Eliane FAGETTE a eu la patience et le courage de dactylographier ce texte ; je lui présente mes sincères remerciements, ainsi qu'à Messieurs DAHAN, DOUVNOUS,

MONTES, EGOT qui ont dessiné les figures avec tant de soin.

Monsieur C. JADOT a droit à mon admiration et à ma gratitude pour l'efficacité remarquable de son travail d'impression dans une période particulièrement fertile en thèses, ainsi que Monsieur JOLICLERC qui a effectué les tirages photographiques avec son amabilité et sa maîtrise coutumières.

Ce travail n'aurait évidemment pu se faire sans le dévouement de tous ceux qui ont participé aux opérations de dépouillement et de mesure ; qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude, en particulier Mademoiselle Françoise ZIGUELDE qui a assumé avec toute sa gentillesse la gestion des photographies ; et Monsieur BIZEAU qui dirige avec efficacité et bonne humeur l' "Usine à IEP".

Que tous ceux qui m'ont apporté leur soutien pendant la rédaction de cette thèse sachent combien il m'a été précieux.

Je remercie enfin le Centre National de la Recherche Scientifique, qui a bien voulu m'attribuer une allocation de recherches sans laquelle je n'aurais pu entreprendre ce travail.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CH. I OBTENTION DES PHOTOS p. 3

- Données du faisceau p. 3
- Faisceau obtenu p. 4
- Conclusion p. 9

CH. II DEPOUILLEMENT p. 11

- Principes et critères p. 11
- Estimation de la contamination du faisceau p. 15
- Vies moyennes p. 23

CH III MESURES p. 27

- Les marques de référence p. 28
- Utilisation du programme PYTHON p. 28
- Erreur systématique p. 34
- Titres cinématiques p. 37
- Paramètres du faisceau p. 42
- Masses p. 43

CH. IV ANALYSE p. 45

- Nature des V° p. 45
- Extraction des $\bar{\Lambda}\Lambda$ p. 50
- Séparation des états $\overline{Y^\circ}$ + Y° + neutres p. 51
- Ambigus $\bar{\Lambda}\Lambda$, $\bar{\Lambda}\Sigma^\circ$, $\overline{\Sigma^\circ}\Lambda$ p. 57
- Candidats $\bar{\Lambda}\Lambda\pi^\circ$ p. 61
- Evénements sans hypothèse p. 63
- Classement final p. 66

CH. V CALCUL DES SECTIONS EFFICACES TOTALES p. 69

- Nombre d'événements produits dans la chambre p. 69
- Nombre d'interactions dans la zone de référence p. 73
- Sections efficaces globales p. 80
- Sections efficaces partielles p. 81
- Distributions angulaires p. 82
- Conclusion p. 84

CH. VI FORMALISME DE L'ETUDE PHYSIQUE p. 85

- Etat initial p. 85
- Etat final p. 90
- Matrice de transition p. 99
- Parité p. 103
- Conjugaison de charge p. 105
- Conservation de CP p. 106
- Conservation de C et P p. 107
- Bases de spin total p. 108
- Expression de l'état final p. 109

CH. VII MESURE DES POLARISATIONS p. 121

- Désintégration du Λ p. 121
- Estimation graphique p. 126
- Méthode des moments p. 127
- Maximum de vraisemblance p. 135

CH. VIII DISCUSSION p. 139

- Sections efficaces totales p. 139
- Sections efficaces différentielles p. 143
- Extrapolation p. 152
- Modèles théoriques p. 161
- Polarisation et corrélations de spin des $\bar{\Lambda}\Lambda$ p. 164
- Conclusion p. 166

REFERENCES p. 171

REMERCIEMENTS p. 173

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

Vu et approuvé :
Paris, le 4 juillet 1967
Le Doyen de la Faculté des Sciences,

MARC. ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Academie
de Paris

JEAN ROCHE